



Fiabilité à long terme des détecteurs gazeux à micropistes et de leur électronique de lecture dans les conditions de fonctionnement du LHC. Etude de la reconstruction des traces d'électrons dans le trajectographe du détecteur CMS.

David Bouvet

► **To cite this version:**

David Bouvet. Fiabilité à long terme des détecteurs gazeux à micropistes et de leur électronique de lecture dans les conditions de fonctionnement du LHC. Etude de la reconstruction des traces d'électrons dans le trajectographe du détecteur CMS.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2001. Français. NNT : . tel-00001247

HAL Id: tel-00001247

<https://theses.hal.science/tel-00001247>

Submitted on 20 Mar 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

A ma grand-mère maternelle

Résumé

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) prévoyait l'utilisation de MSGC (MicroStrip Gas Chambers) sur une surface d'environ 200 m² dans son trajectographe interne. Les conditions d'exploitation (luminosité = 10³⁴ cm⁻²s⁻¹) ont nécessité un important programme d'étude de la fiabilité des MSGC concernant la tenue au flux et la stabilité à long terme.

Dans ce cadre, le groupe CMS Traces de Lyon a proposé et évalué une variante des MSGC : les SGC (Small Gap Chambers).

Pour étudier la résistance aux radiations des SGC, de nombreux tests ont eu lieu sous un faisceau de pions de 350 MeV au Paul Scherrer Institut à Zurich. Tout d'abord effectuées sur des chambres de petite taille (5 cm × 2.5 cm), la mesure du taux de décharges et l'extrapolation à 500 jours équivalent LHC ont permis de valider la bonne tenue des détecteurs aux intensités du LHC. Des détecteurs de grande taille (14 cm × 5 cm) ont ensuite été testés. Un étage de préamplification, le GEM (Gas Electron Multiplier) a été ajouté pour compenser l'augmentation du bruit et de la capacité des pistes. Le GEM a apporté une diminution significative du taux de décharges et une augmentation de la marge de fonctionnement.

L'étude du vieillissement à long terme des SGC a été réalisée à l'aide d'une source de rayons X de ⁵⁵Fe de 6.4 keV durant plusieurs mois. La perte de gain est estimée par une diminution du courant, mesurée en fonction de la charge intégrée par centimètre de piste. Les résultats montrent que la perte est d'environ 25% en 5 ans de fonctionnement à haute luminosité au LHC.

La reconstruction des traces d'électrons dans le trajectographe de CMS est importante car les électrons interviennent dans la signature de nombreux signaux de physique. Une étude a été menée sur l'amélioration de l'efficacité de reconstruction en introduisant une perte d'énergie des électrons par rayonnement de freinage.

Mots-clés :

LHC, CMS

MSGC, SGC, GEM, Tenue aux radiations, Vieillissement

ORCA, Reconstruction des électrons, Bremsstrahlung

Abstract

The CMS (Compact Muon Solenoid) experiment foresaw the use of MSGCs (MicroStrip Gas Chambers) on a surface of about 200 m² in its inner tracker. The condition of exploitation (luminosity = 10³⁴ cm⁻²s⁻¹) has led to a thorough study of the radiation hardness and long term stability of the MSGCs.

For that purpose, the CMS Tracker group of Lyon has proposed and evaluated a variant of MSGC : the SGC (Small Gap Chambers).

In order to study the radiation hardness of SGCs, several tests have been done with a pion beam of 350 MeV at the Paul Scherrer Institut in Zurich. Initially performed with small size chambers (5 cm × 2.5 cm), the measured spark rate and the extrapolation to 500 LHC equivalent days led to validate the good hardness of the detectors to LHC intensity. Large size detectors (14 cm × 5 cm) were then tested. A preamplification stage, the GEM (Gas Electron Multiplier) has been added to compensate the increase of the noise and the strip capacitance. The GEM led to a significant decrease of the spark rate and an improvement of the gain margin.

The long term ageing study of SGCs was performed with a ⁵⁵Fe X-ray source of 6.4 keV during several months. The gain loss was estimated by the variation of the current, measured as a function of the integrated charge per centimeter of strip. The results show a loss of about 25% in 5 years of LHC operation at high intensity.

The track electron reconstruction in the CMS tracker is important because electrons are involved in signature of several physics signals. A study has been done on the improvement of the reconstruction efficiency by introducing an energy loss of the electrons by Bremsstrahlung.

Key words :

LHC, CMS

MSGC, SGC, GEM, Radiation hardness, Ageing

ORCA, Electron reconstruction, Bremsstrahlung

Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Didier Contardo, qui a dirigé ce travail de recherche tout au long de ces années, et usé ses stylos à corriger ce mémoire.

Je remercie chaleureusement les actuels et ex-membres du groupe “CMS Traces” : Eric Chabanat, Roger Haroutunian, Stéphane Périès, Laurent Mirabito, Gérard Smadja, Benjamin Trocmé pour leur expérience, leur disponibilité et leurs discussions fructueuses. J'associe également à ces remerciements : Gérard Guillot, Jean-Claude Mabo et Sylvain Vanzetto pour leur soutien permanent.

Un merci particulier à Nicolas Estre, à qui je souhaite bon courage pour sa thèse.

Je remercie Monsieur Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, ainsi que son successeur à la direction, Monsieur Yves Déclais.

Je remercie Madame Fabienne Kunne, Messieurs Yves Déclais, Gérard Smadja, Didier Contardo de m'avoir fait l'honneur de participer au jury, et plus particulièrement Messieurs Pierre Juillot et Patrice Siegrist d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail de thèse.

Je remercie également l'ensemble des membres de la collaboration CMS avec lesquels j'ai travaillé, jour et nuit dans une bonne ambiance, lors des nombreux tests au Paul Scherrer Institut.

Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude à Stéph pour m'avoir supporté durant ce travail, à Céline pour son portable, et à ma famille et mes amis qui m'ont soutenu et encouragé.

Sommaire

Sommaire	1
1 Introduction	5
2 Le LHC et le détecteur CMS	7
2.1 La physique au LHC	7
2.1.1 Origine des masses des particules	7
2.1.2 Physique au-delà du Modèle Standard	8
2.1.3 Précision des mesures	10
2.1.4 Physique du B	11
2.1.5 Physique des ions lourds	11
2.2 Caractéristiques et contraintes expérimentales au LHC	12
2.2.1 Multiplicité	12
2.2.2 Taux de déclenchement	13
2.2.3 Taux d'irradiation	14
2.3 Le détecteur CMS	14
2.3.1 L'aimant	14
2.3.2 Les chambres à muons	15
2.3.3 Les calorimètres	16
2.3.4 Le trajectographe	17
3 Les détecteurs gazeux à micropistes et à faible interpiste SGC	25
3.1 Principe de fonctionnement des MSGC	25
3.2 Caractéristiques des MSGC	27
3.2.1 Substrat	27
3.2.2 Métallisation des pistes	27
3.2.3 Passivation	28
3.2.4 Choix du gaz	28
3.3 Performances des MSGC	29
3.3.1 Gain	29
3.3.2 Résolution spatiale	29
3.3.3 Résolution en temps	31
3.3.4 Influence du champ magnétique	32

3.4	Lecture du signal	33
3.4.1	Système de lecture	33
3.4.2	Bruit de l'électronique de lecture	33
3.4.3	Identification des croisements de faisceaux	34
3.5	Les chambres à faible interpiste	34
3.5.1	Description	34
3.5.2	Performances des SGC	35
3.5.3	Premières mesures avec des HIP	36
4	Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille	39
4.1	Caractéristiques des détecteurs	39
4.2	Description du dispositif de test	40
4.2.1	Conditions de faisceau au PSI	40
4.2.2	Système de lecture et d'acquisition des données	42
4.3	Analyse des données expérimentales	44
4.3.1	Rapport signal sur bruit S/N	44
4.3.2	Détection des pistes mortes	45
4.3.3	Décharges	45
4.4	Obtention d'un point de fonctionnement nominal	46
4.5	Effets des radiations	48
4.6	Extrapolation aux conditions de fonctionnement nominales au LHC .	53
4.7	Effet de l'intensité du faisceau	54
4.8	Augmentation de la tension de dérive et effet du mélange gazeux . .	54
4.9	Conclusion	56
5	Tenue aux radiations des détecteurs SGC+GEM de grande taille	59
5.1	Description du GEM	59
5.2	Influence de la présence d'un GEM sur le signal	60
5.3	Premiers résultats au PSI	61
5.4	Caractéristiques géométriques des SGC de grande taille	64
5.5	Performances des SGC de grande taille : résultats des premiers pro-	
	totypes	65
5.5.1	Courts-circuits	65
5.5.2	Résultats des mesures au PSI	65
5.6	Deuxième série de détecteurs	68
5.6.1	Qualité des substrats	68
5.6.2	Conditionnement des chambres	69
5.6.3	Bruit de l'électronique et capacité des pistes	71
5.6.4	Effets des radiations	71
5.6.5	Exploration en tension	76
5.6.6	Extrapolation aux conditions de fonctionnement nominales au	
	LHC	78
5.7	Origine des décharges	79

5.8	Conclusion	79
6	Etude du vieillissement des SGC	81
6.1	Facteurs de vieillissement chimique	81
6.2	Dispositif expérimental	82
6.2.1	Source de rayons X	83
6.2.2	Détecteurs utilisés	83
6.2.3	Simulation du vieillissement chimique au LHC	83
6.3	Résultats expérimentaux	85
6.3.1	Mesure avec les détecteurs IBM	85
6.3.2	Mesures avec les détecteurs Thomson	86
6.4	Conclusion	89
7	Comparaison à d'autres chambres de type gazeux	91
7.1	MSGC avec traitement de résistivité de surface	91
7.2	MSGC+GEM	93
7.3	Micromegas	93
7.4	Conclusion	96
8	Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons	97
8.1	Principe de reconstruction des traces pour CMS	97
8.1.1	La génération des germes de trace	98
8.1.2	Le filtre de Kalman	98
8.2	Le rayonnement de freinage	102
8.3	Reconstruction des électrons dans le trajectographe	102
8.4	Calcul de la perte d'énergie	103
8.5	Efficacité de reconstruction des traces	105
8.5.1	Reconstruction sans information du calorimètre	106
8.5.2	Association trajectographe-calorimètre	110
8.5.3	Rapport $\frac{E}{p}$	112
8.6	Conclusion	112
9	Conclusion	113

Chapitre 1

Introduction

La physique des particules cherche à caractériser les constituants élémentaires de la matière et les interactions qui les lient. Actuellement, la structure de la matière est décrite à l'aide des douze constituants élémentaires, que sont les six quarks et les six leptons, et des quatre interactions fondamentales, les interactions électromagnétique et faible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle.

Toute cette structure a été mise en évidence grâce à l'utilisation d'accélérateurs et de détecteurs de plus en plus puissants, mais aussi à l'aide de la théorie qui a su prédire ou lancer des voies d'investigations et confirmer des phénomènes observés. Le *Modèle Standard* est la théorie qui regroupe les connaissances théoriques confirmées par les expériences et dont les limites sont au centre des recherches actuelles et prochaines.

Pour l'interaction faible, le Modèle Standard inclut l'existence d'un mécanisme, appelé *mécanisme de Higgs*. Celui-ci permettrait la brisure spontanée de symétrie de l'interaction faible et donnerait aux bosons intermédiaires de l'interaction faible, aux leptons chargés et aux quarks une masse différente de zéro. Cela permet l'unification, sans les confondre, des interactions électromagnétique et faible au sein de la théorie électrofaible. Ce mécanisme implique l'existence d'une particule massive nouvelle : le *boson de Higgs*.

La masse de ce boson n'est pas prédite mais les résultats du LEP (Large Electron Positron collider) fixent une limite inférieure de 114 GeV. Selon les modèles au-delà du Modèle Standard, plusieurs bosons de Higgs pourraient exister entre 114 et 1000 GeV. Pour pouvoir explorer ce domaine d'énergie, le CERN (Laboratoire Européen de Recherche Nucléaire) a lancé la construction du LHC (Large Hadron Collider), futur accélérateur de particules qui fera collisionner des protons à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) est l'une des quatre grandes expériences qui auront lieu au LHC. Son but principal sera d'identifier et de mesurer précisément les muons, électrons et photons, qui seront les signatures de la physique étudiée au LHC. Pour cela, CMS dispose notamment d'un trajectographe interne

constitué, lors du commencement de ce travail de thèse, de détecteurs gazeux à micropistes (MSGC : MicroStrip Gas Chambers) dans ces couches externes.

La mise au point de ces détecteurs a été l'objet d'un long programme de recherche et de développement. En particulier, les conditions d'exploitation extrêmes au LHC ont nécessité une importante étude de la fiabilité des MSGC concernant la tenue au flux et la stabilité à long terme.

Le LHC et le détecteur CMS sont décrits dans le chapitre 2. Le principe de fonctionnement et les performances des détecteurs MSGC sont présentés dans le chapitre 3, ainsi que les SGC (Small Gap Chambers), variantes des MSGC proposées par l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Les chapitre 4 et 5 sont consacrés à l'étude de la tenue aux radiations des SGC. Les résultats des tests de vieillissement des détecteurs sont décrits dans le chapitre 6. Enfin, le chapitre 7 présente une comparaison à d'autres types de détecteurs gazeux, qui étaient candidats pour équiper le trajectographe interne de CMS. Le remplacement des MSGC par des détecteurs Silicium à pistes y sera aussi expliqué.

La reconstruction des traces d'électrons est, pour le détecteur CMS, un point important. Les électrons perdent de l'énergie par rayonnement de freinage et leurs trajectoires sont alors davantage courbées, ce qui peut entraîner une mauvaise reconstruction. Cette perte n'est pas prise en compte dans le programme de reconstruction actuel. Nous avons donc étudié l'efficacité de reconstruction des trajectoires des électrons dans le trajectographe de CMS. Pour tenter d'améliorer cette efficacité, nous avons introduit un calcul de perte d'énergie moyenne des électrons par rayonnement de freinage. Le chapitre 8 présente la méthode de reconstruction des traces dans le trajectographe de CMS et les résultats obtenus pour l'efficacité de reconstruction lorsque le rayonnement de Bremsstrahlung est inclus.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur CMS

Le collisionneur LHC (Large Hadron Collider) [1] est actuellement en construction et la date de sa mise en service est fixée en 2006 au CERN. Cet accélérateur sera installé dans le tunnel du LEP (en cours de démontage) et produira des collisions de protons et des collisions d'ions lourds. Dans le mode proton-proton, l'énergie dans le centre de masse sera de 14 TeV, soit environ 7 fois l'énergie de la machine la plus puissante actuellement (le Tevatron à Fermilab avec 1.8 TeV) et la luminosité sera de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui est 100 fois plus élevé que les précédentes machines (LEP, Tevatron). Pour les expériences d'ions lourds, l'énergie atteindra $5.5 \text{ TeV}\cdot\text{A}^{-1}$, soit environ 1000 TeV dans le centre de masse pour les collisions Pb-Pb. Le LHC pourra ainsi explorer un programme de physique diversifié qui va être brièvement évoqué dans la première partie de ce chapitre. Le LHC et le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid), l'une des expériences présentes au LHC, seront ensuite décrits.

2.1 La physique au LHC

2.1.1 Origine des masses des particules

L'un des premiers objectifs du LHC est d'élucider l'origine des masses des particules. La notion de masse, qui nous est très familière, est pourtant très mal comprise. Son origine et la hiérarchie des masses des leptons, quarks et autres bosons nous sont inconnues. Pourtant si la masse de l'électron était 10 fois plus petite, nous serions 10 fois plus grands (le rayon de l'atome d'hydrogène étant inversement proportionnel à la masse de l'électron) !

Le Modèle Standard propose l'existence d'un mécanisme, appelé *mécanisme de Higgs*, qui provoque une brisure spontanée de la symétrie électrofaible et assure l'existence de la masse des particules. Ce phénomène peut-être décrit par la présence d'un "champ de Higgs" qui remplit tout l'espace. Les particules présentes, en interagissant avec lui, acquièrent une masse proportionnelle à l'intensité de cette interaction.

Au champ est associée une particule, le *boson de Higgs*, dont la masse n'est pas

prédite par la théorie; et contrainte par les autres paramètres mesurés de ce modèle, elle ne doit pas dépasser 1 TeV (cohérence du régime perturbatif). Les mesures les plus récentes (LEP II, SLD) indiquent que la masse du Higgs serait comprise entre 114 et 206 GeV. c^{-2} , avec un niveau de confiance de 95%. Le LHC cherchera le boson de Higgs sur toute cette gamme d'énergie jusqu'à la limite théorique supérieure de 1 TeV. Suivant les différents modes de production, le taux de boson de Higgs variera entre 10^6 et 10^4 événements par an pour une masse comprise entre 90 GeV et 1 TeV, comme le montre la figure 2.1. Les canaux de décroissance à travers lesquels le boson de Higgs Standard pourra être le mieux étudié par CMS sont présentés dans la figure 2.2 en fonction de sa masse.

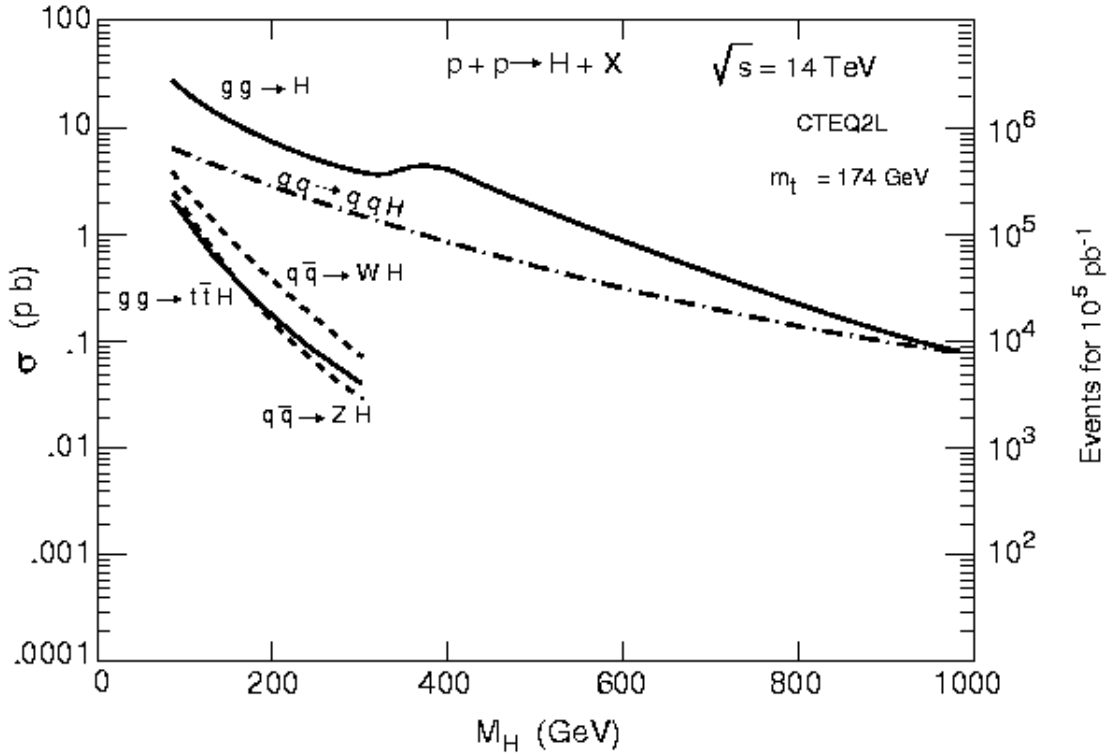


Figure 2.1: Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC.

2.1.2 Physique au-delà du Modèle Standard

Outre la question de la masse des particules, que nous venons de discuter, l'unification des forces électromagnétique et faible porte à croire que les quatre forces distinctes qui décrivent l'univers ne seraient que divers aspects d'une même force. Les constantes de couplage des forces électromagnétique, faible et forte qui évoluent avec l'énergie, comme cela l'a été vérifié expérimentalement, pourraient converger

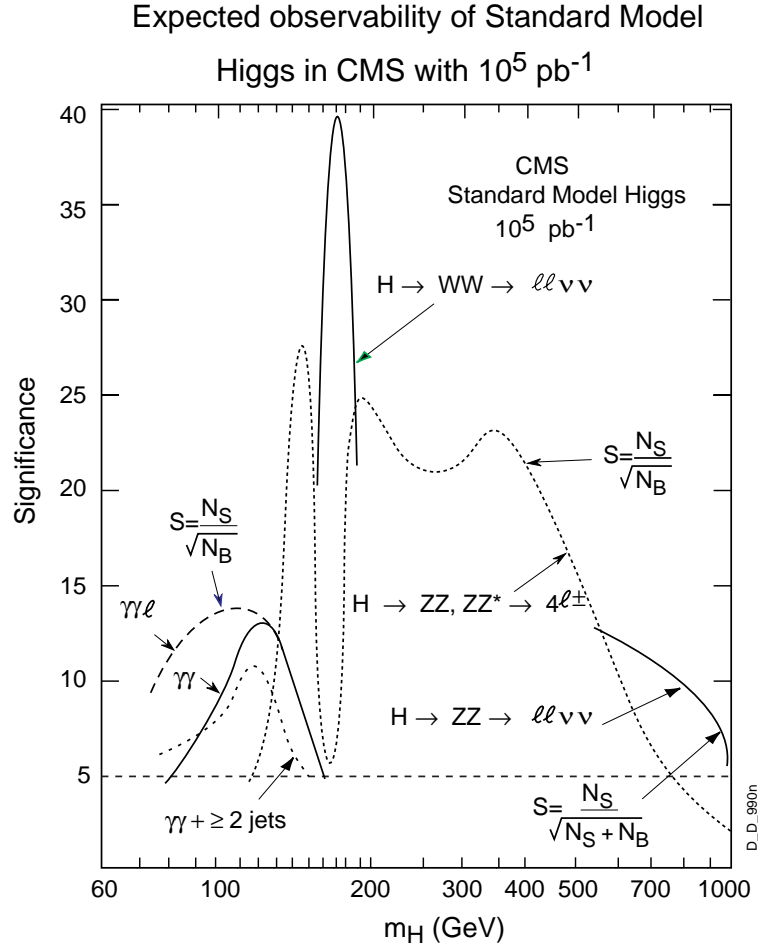


Figure 2.2: Importances relatives attendues des signaux des différents canaux de désintégration du Higgs Standard dans CMS.

vers une unique valeur α_G pour une énergie élevée ($\sim 10^{16}$ GeV). Prédite par la théorie de la Grande Unification, cette convergence aboutirait pour les énergies au-delà de l'unification à une force unique de constante de couplage α_G . L'extrapolation à de très grandes énergies des constantes de couplages mesurées n'aboutit pas, dans le Modèle Standard, à une valeur de couplage unique au contraire de théories plus générales comme le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) ou la Supersymétrie (SUSY) où l'unification est vérifiée (figure 2.3). Ces modèles prévoient plusieurs bosons de Higgs : un état chargé (H^\pm), deux bosons scalaires h et H , et un boson pseudo-scalaire A .

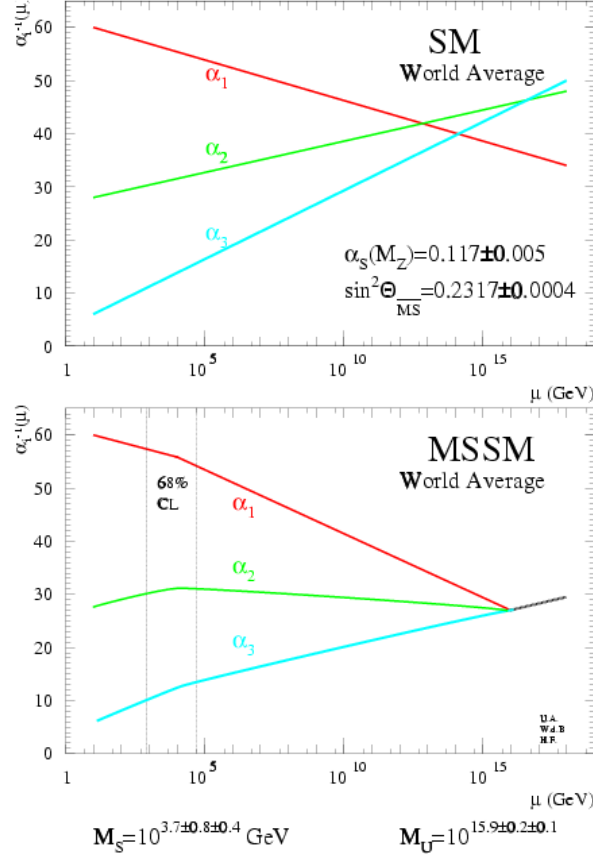


Figure 2.3: Evolution des constantes de couplage des interactions électromagnétique (α_1), faible (α_2) et forte (α_3) avec l'énergie : prédite par le Modèle Standard (haut) et par la Supersymétrie (bas) [2].

2.1.3 Précision des mesures

Au LHC, les particules comme les bosons W et Z, les quarks b et top seront produits à un taux sans précédent. Une des fonctions du LHC, et des expériences qui y seront présentes, sera de mesurer les propriétés de ces particules et de leurs interactions avec la plus grande précision possible. Les mesures des propriétés du Z effectuées au LEP étant très précises, CMS étudiera plus particulièrement les physiques des quarks b et top en reconstruisant précisément les trajectoires, les vertex secondaires et les paramètres d'impact. Toute déviation des prévisions du Modèle Standard sera alors une signature d'une nouvelle physique.

2.1.4 Physique du B

Le principal objectif de la physique du B est l'observation de la violation de la symétrie CP. Un grand nombre d'événements $B\bar{B}$ ($\simeq 10^{12}$ par an) sera produit lors des collisions et permettront de chercher une signature de la violation de CP. Cette large statistique et la très bonne reconstruction des vertex secondaires par le trajectographe de CMS rendront possible l'étude de la violation de CP dans le système du B_d^0 (\bar{B}_d^0), en particulier pour les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ et $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ à partir du paramètre d'asymétrie dans la désintégration du B_d^0 (\bar{B}_d^0) (figure 2.4).

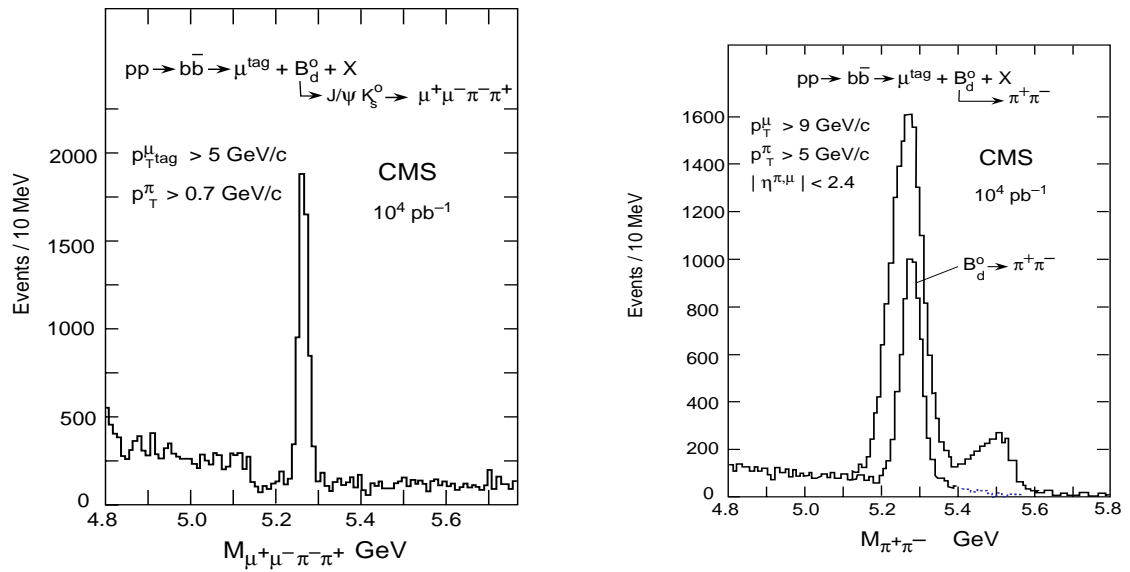


Figure 2.4: De gauche à droite : Spectre de la masse invariante $M_{\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-}$ avec contraintes sur les masses du J/Ψ et du K_s^0 . Signal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ combiné au bruit de fond, en particulier $B_{d,s}^0 \rightarrow K\pi$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ et $\Lambda_b \rightarrow p\pi$.

2.1.5 Physique des ions lourds

Les quarks, qui constituent les nucléons, interagissent entre eux par l'échange de particules appelées gluons. Cette théorie permet d'expliquer l'impossibilité de voir les quarks de manière individuelle. Ce confinement dans les nucléons peut disparaître si la température et la pression sont suffisamment grande à l'intérieur d'un noyau. On atteint alors un nouvel état de la matière prédit par la chromodynamique quantique : le plasma de quarks et de gluons (QGP).

Pour étudier cet état, le LHC fera entrer en collisions des ions lourds, comme le Calcium et le Plomb, à une énergie de $5.5 \text{ TeV} \cdot A^{-1}$. Ces collisions atteindront des densités d'énergies très supérieures au seuil de création du QGP. L'une des signatures les plus claires de la formation du QGP est l'apparition d'anomalies dans

la production des mésons J/Ψ , Ψ' et Υ . Pour détecter ces déviations, les expériences présentes au LHC mesureront les muons de faible impulsion issus des désintégrations de ces mésons. La famille des Υ pourra être étudiée par le détecteur CMS notamment grâce à la précision de son trajectographe interne et à la bonne mesure des muons de faible impulsion transverse.

2.2 Caractéristiques et contraintes expérimentales au LHC

Le LHC, de type synchrotron, accélérera des protons jusqu'à une énergie de 7 TeV par faisceau. Les particules suivront un cycle d'accélération et arriveront par paquets aux points d'interaction. Ceux-ci se croiseront toutes les 25 ns et produiront à chaque croisement en moyenne 20 collisions proton-proton. Les faisceaux sont préparés dans la chaîne d'accélérateurs actuels du CERN avant d'être injectés avec une énergie de 450 GeV dans le tunnel de 27 km de circonférence du LEP.

Pour maintenir les faisceaux du LHC sur leurs trajectoires, il faut des champs magnétiques beaucoup plus intenses que ceux utilisés dans les précédents accélérateurs. Cela aboutit à l'une des particularités du LHC qui est l'utilisation d'un système d'aimants supraconducteurs qui comportera 1250 dipôles magnétiques de 8.4 Tesla, 400 quadrupôles et un grand nombre d'aimants additionnels. L'autre spécificité est la structure compacte dite "deux en un", qui incorpore les deux voies de faisceaux dans le même système d'aimants et le même cryostat.

La recherche du boson de Higgs, de la supersymétrie ou d'autres processus rares requiert des collisions p-p à haute luminosité. Le LHC est prévu pour atteindre une luminosité maximale de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Cette luminosité se traduit par trois contraintes importantes pour les détecteurs présents au LHC : une grande multiplicité, un taux de déclenchement important et un fort taux d'irradiation.

2.2.1 Multiplicité

Les protons du faisceau seront groupés par paquets d'environ 10^{11} protons qui entreront en collision, à un point d'interaction donné, toutes les 25 ns. La section efficace des protons à 14 TeV étant d'environ 80 mb, le taux d'interaction à haute luminosité sera de 10^9 événements par seconde.

La plupart de ces événements sont dus à des collisions à grand paramètre d'impact entre deux protons. Le transfert d'énergie est alors faible et les particules produites ont une faible impulsion transverse p_T par rapport au faisceau ($\langle p_T \rangle \simeq 500$ MeV). Ces événements sont appelés événements *minimum bias*. Lors d'une collision centrale, le transfert d'impulsion est élevé. Les particules peuvent être produites avec une grande impulsion transverse. Ce sont les événements physiques intéressants. Quand un événement à grand p_T est produit lors d'un croisement de faisceau, il est

fondus dans environ 20 interactions *minimum bias* appelés alors “empilement”. La multiplicité moyenne de particules est alors de quelques milliers.

Cet empilement des données a un impact sur la conception des détecteurs fonctionnant au LHC. Pour pouvoir reconstruire avec précision les trajectoires de toutes les particules intéressantes produites toutes les 25 ns, les détecteurs devront avoir une grande granularité. De plus, la réponse en temps de leur électronique de lecture devra être rapide afin de ne pas intégrer le signal des détecteurs sur trop de croisements de faisceaux, ce qui augmenterait l’effet d’empilement. Le temps de réponse typique sera de 25 à 50 ns, soit 20 à 40 événements *minimum bias*.

2.2.2 Taux de déclenchement

La fréquence de collisions au LHC sera de 40 MHz et l’information contenue dans un événement sera de l’ordre de 1 Mbyte. Pour pouvoir enregistrer cette masse de données, le système d’acquisition devra filtrer 100 événements par seconde, les plus intéressants, qui pourront ensuite être analysés. Cette sélection s’effectuera par l’intermédiaire de trois niveaux de déclenchement.

Le premier niveau est basé sur des processeurs spécialisés, en partie programmables, inclus dans les détecteurs qui fonctionneront à une fréquence de 100 kHz. Le filtre suivant est un grand réseau de lecture qui utilisera les données combinées de plusieurs sous-détecteurs pour reconstituer un événement entier et atteindre un taux d’informations de 1 kHz. Finalement, la reconstruction d’événements et l’analyse en ligne permettra d’identifier les processus physiques et d’aboutir à un taux de 100 Hz pour une analyse ultérieure.

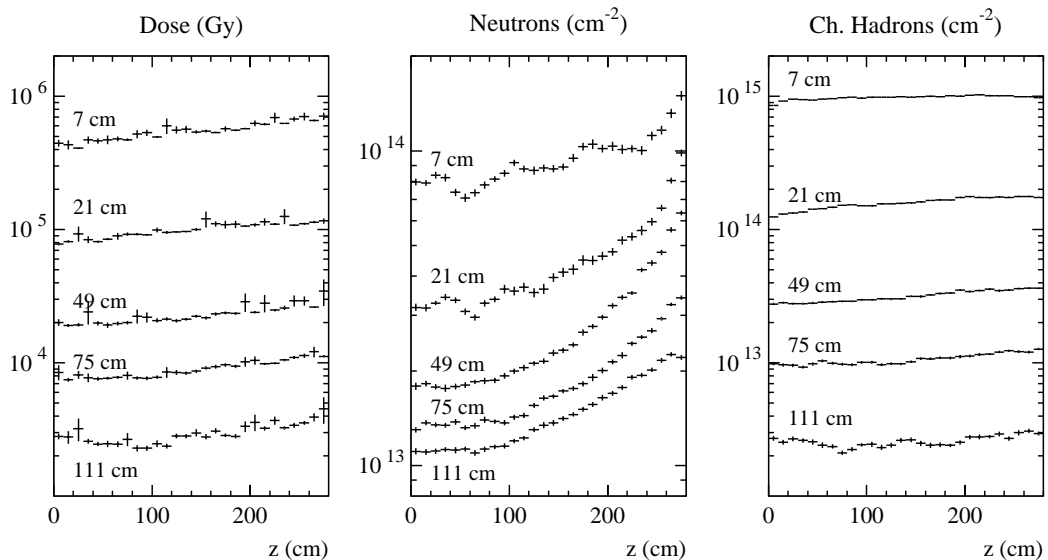


Figure 2.5: Dose de radiation pour différents rayons du trajectographe de CMS. Les valeurs correspondent à une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

2.2.3 Taux d'irradiation

L'irradiation des détecteurs, qui pourra atteindre jusqu'à 700 Mrad au centre du trajectographe sur la durée d'exploitation du LHC (environ 10 ans), entraînera une détérioration des détecteurs et donc une chute de leurs performances qui doivent être limitées. La figure 2.5 montre la dose d'irradiation dans le détecteur interne de traces de CMS. Les chapitres 4, 5 et 6 présenteront les résultats des tests de tenue au flux et de vieillissement des chambres gazeuses à micropistes du trajectographe.

2.3 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS, l'une des quatre grandes expériences qui aura lieu au LHC, a été conçu pour pouvoir extraire et étudier la physique dans les conditions expérimentales du LHC. Le but principal de CMS sera d'identifier et de mesurer précisément les muons, les électrons et les photons sur une large gamme d'énergie. L'observation des signaux de physique sera complétée par une mesure des jets et de l'énergie transverse manquante, et par une bonne résolution des paramètres d'impact et une reconstruction précise des vertex secondaires [3].

Comme la plupart des détecteurs de particules des expériences présentes sur les collisionneurs, CMS dispose d'un aimant et de plusieurs sous-détecteurs concentriques dont les fonctions sont complémentaires : chambres à muons, calorimètres hadronique et électromagnétique, et système interne de mesure des traces chargées.

La figure 2.6 montre une vue tri-dimensionnelle en coupe de CMS, qui est un cylindre de 21.6 m de long et de 14.6 m de diamètre. Les détecteurs sont arrangés suivant deux régions distinctes :

- le “*tonneau*” ou “*barril*”, dans lequel les détecteurs sont parallèles à la ligne de faisceau,
- les “*bouchons*”, qui ferment le cylindre de CMS pour obtenir une herméticité maximale et où les détecteurs sont perpendiculaires au faisceau.

Les calorimètres et le trajectographe sont placés à l'intérieur de la bobine de l'aimant et le système de détection des muons, externe à l'aimant, complète le détecteur.

2.3.1 L'aimant

La conception du détecteur est basée sur un solénoïde supraconducteur qui délivre un champ magnétique uniforme de 4 Tesla. Long de 12.5 m et d'un diamètre interne de 5.9 m, le choix du solénoïde a été adopté pour les raisons suivantes :

- la double courbure des muons dans le plan transverse facilite leur identification et la mesure de leur impulsion, et permet ainsi de réduire le taux de déclenchement,

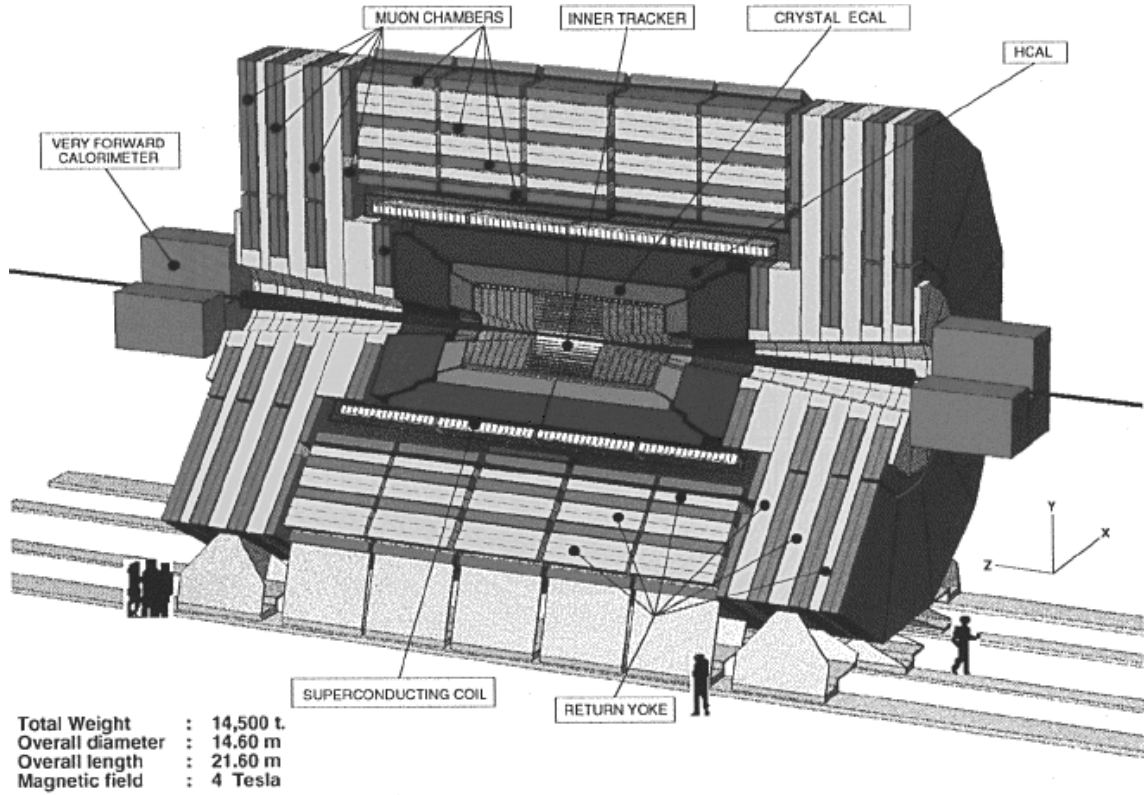


Figure 2.6: Vue en coupe tri-dimensionnelle du détecteur CMS.

- le champ parallèle au faisceau permet d'utiliser la faible dimension transverse de ce-dernier ($\simeq 20 \mu\text{m}$) comme point d'origine des particules.

Quant au fort champ magnétique de 4 T, il évite d'avoir recours à des aimants supplémentaires à l'avant et à l'arrière pour la mesure des muons, ce qui permet au trajectographe et à la calorimétrie d'offrir une meilleure couverture angulaire.

2.3.2 Les chambres à muons

Le système de détection des muons a pour but d'identifier et de mesurer l'impulsion des muons, qui fourniront une signature précise d'un grand nombre de processus de physique. Le détecteur permettra aussi d'obtenir des informations rapides pour le déclenchement de l'acquisition des données de CMS.

Pour cela, le système de muons utilise trois technologies différentes : des tubes à dérive, des chambres à rubans cathodiques, et des chambres à plaques résistives. Ces détecteurs sont arrangés en quatre stations à muons espacées par des plaques de retour de champ magnétique couvrant les gammes angulaires : $0 \leq |\eta| \leq 1.3$ pour le baril, et $0.9 \leq |\eta| \leq 2.4$ pour les bouchons. Ces couches permettent d'atteindre

une précision de $100 \mu\text{m}$ sur la position du muon et un écart sur l'angle de direction inférieur au milliradian. La figure 2.7 montre la résolution en impulsion transverse correspondante.

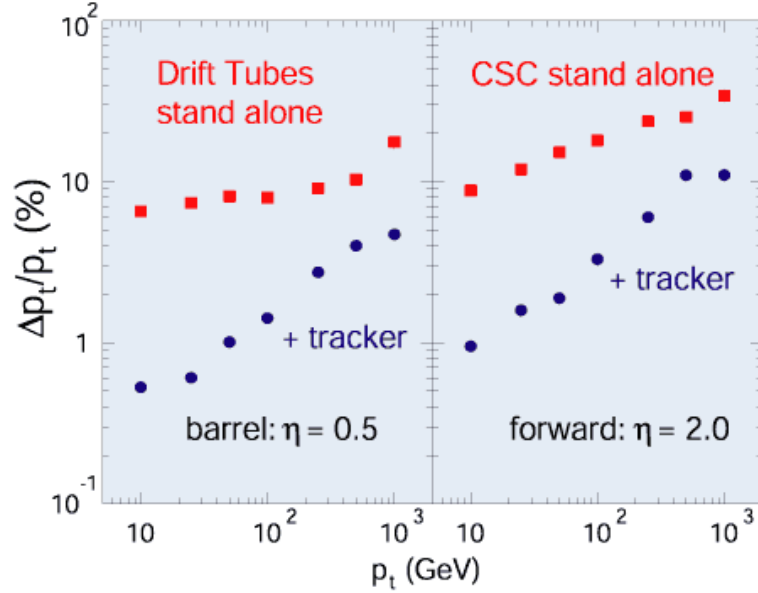


Figure 2.7: Résolution en impulsion transverse pour les chambres à dérive (gauche) et les chambres à rubans cathodiques (droite). La résolution sur la mesure en association avec le trajectographe est montrée dans les deux cas.

2.3.3 Les calorimètres

hadronique...

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie et la direction des jets de hadrons. Il permet aussi de détecter les processus à énergie transverse manquante qui sont une bonne signature de particules nouvelles ou de partenaires supersymétriques (ex : production de $\tilde{\chi}_1^0$). Enfin en combinaison avec les autres sous-détecteurs, il complètera l'identification des électrons, photons et muons.

Il est constitué de couches de cuivre séparées de scintillateurs plastiques. Les plaques de cuivre absorbent l'énergie des particules, tandis que les scintillateurs, lus par des fibres optiques, fournissent un signal pour l'acquisition. Le calorimètre hadronique couvre la région $|\eta| < 3$. Afin d'étendre sa couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 5$, un calorimètre supplémentaire (*Very Forward Calorimeter*) est placé 6 m au-delà des bouchons [4].

La granularité est suffisante pour obtenir une bonne résolution en masse et une séparation suffisante de jet double. La gamme d'énergie visible par le calorimètre

Chapitre 2. Le LHC et le détecteur CMS

hadronique s'étend de 5 MeV à 3 TeV et, en association avec le calorimètre électromagnétique, peut atteindre une résolution en énergie de $\sigma/E = 65\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ (E en GeV).

... et électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique détecte et identifie les photons, électrons et positrons qui le traversent en mesurant de manière très précise l'énergie déposée dans ses cristaux par création de paires e^-e^+ . Cette grande résolution en énergie est nécessaire pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, un des signaux critiques pour un Higgs à basse masse. Il doit aussi posséder une bonne granularité pour rejeter le bruit de fond provenant des pions neutres. La direction des électrons et des photons est calculée par la mesure de la position dans le calorimètre et dans les deux couches de silicium qui le précèdent (*Preshower*).

Le calorimètre électromagnétique de CMS est constitué de 80000 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Ce matériau a été choisi car il fournit une résolution de masse des di-photons deux fois supérieure à celle d'un calorimètre conventionnel constitué de plaques de plomb et de scintillateurs plastiques. La longueur des cristaux est égale à 26 fois la longueur de radiation afin de limiter les pertes par diffusions longitudinales. Le calorimètre aura une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.6$ [5].

La résolution en énergie obtenue avec les cristaux de tungstate de plomb est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{\sigma_N}{E}$$

où $a \leq 9\%$ est le terme stochastique, $b \simeq 1\%$ le terme constant et $\sigma_N \leq 500$ MeV le bruit (E en GeV).

Pour la mesure de la direction, la résolution angulaire atteinte peut être paramétrisée par $\sigma_\theta = 30 \text{ mrad}/\sqrt{E} \oplus 4 \text{ mrad}$.

2.3.4 Le trajectographe

Le but du système de mesure interne de traces est de reconstruire les trajectoires des particules chargées. Il permet de mesurer l'impulsion et la direction des particules chargées à partir du vertex de production avec la plus grande précision. L'efficacité de reconstruction des trajectoires de grandes impulsions transverses devrait être supérieure à 95% avec une résolution en impulsion $\Delta p_t/p_t \simeq 0.1 p_t$ (p_t en TeV).

Dans ce but, il est nécessaire d'optimiser le nombre des cellules sensibles en gardant un taux d'occupation des canaux inférieure à 10%. De plus, la quantité de matériel utilisé pour le trajectographe doit être réduite le plus possible. En effet, tout matériel devant le calorimètre électromagnétique provoque du *Bremsstrahlung*

et des conversions de photons, ce qui perturbe la mesure d'énergie des électrons et des photons dans ce calorimètre.

Le baril du trajectographe, composé de couches cylindriques de détection, permet de mesurer les coordonnées R_Φ (rayon des couches de détection) et z de la trace de la particule, tandis que les bouchons, faits de disques perpendiculaires au faisceau, donnent les coordonnées R_Φ , R et z .

La version mixte MSGC+Si

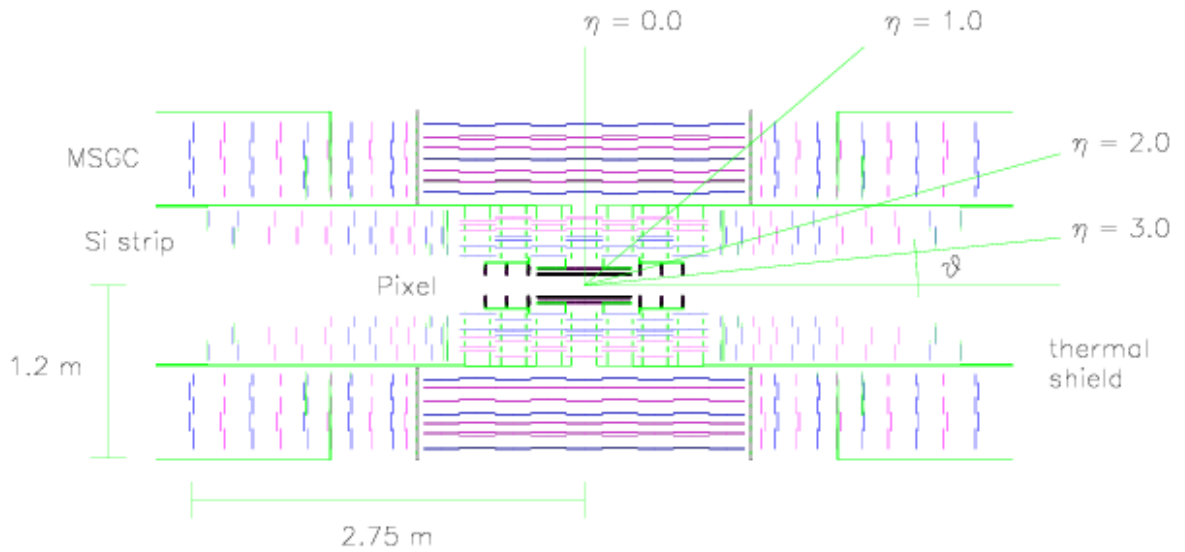


Figure 2.8: Coupe longitudinale du détecteur interne de traces de CMS.

Dans sa première version, le baril de CMS (figure 2.8) était constitué de deux couches de détecteurs de silicium à pixels autour du vertex d'interaction (à 7.5 cm de la ligne de faisceau pour la première couche) donnant une précision de $15 \mu\text{m}$ sur deux coordonnées, pour la mesure des paramètres d'impact et des vertex secondaires (tableau 2.1).

La région intermédiaire utilisait, sur quatre couches, des détecteurs silicium à micropistes ayant une résolution de $15 \mu\text{m}$ en R_Φ perpendiculairement aux pistes. La seconde coordonnée (z) est donnée avec une précision de 1 mm par les détecteurs stéréo.

Enfin, les couches externes étaient formées de détecteurs gazeux à micropistes, les MSGC, d'une précision de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ pour des traces en incidence normale.

Les bouchons de CMS reproduisaient la même configuration que le baril. Les détecteurs étaient disposés sur 11 disques de telle sorte que la couverture en Φ et en η soit la plus complète possible.

Détecteur	Taille des cellules	Résolution en R_Φ	Résolution en z ou R
Pixel (baril)	$125\ \mu\text{m} \times 125\ \mu\text{m}$	$15\ \mu\text{m}$	$15\ \mu\text{m}$
Pixel (bouchons)	$50\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$	$15\ \mu\text{m}$	$90\ \mu\text{m}$
Nombre de canaux	$7.7\ 10^7$		
Si simple	$50\ \mu\text{m} \times L$	$15\ \mu\text{m}$	$L/\sqrt{12}$
Si stéréo	$67\ \mu\text{m} / 200\ \mu\text{m} \times L$	$15\ \mu\text{m}$	$1\ \text{mm}$
Nombre de canaux	$5.3\ 10^6$		
MSGC simple	$200\ \mu\text{m} \times L$	$40\ \mu\text{m}$	$L/\sqrt{12}$
MSGC stéréo	$200\ \mu\text{m} / 400\ \mu\text{m} \times L$	$40\ \mu\text{m}$	$2\ \text{mm}$
Nombre de canaux	$5.9\ 10^6$		

Tableau 2.1: Taille, résolution intrinsèque et nombre de canaux de lecture des détecteurs du trajectographe. L représente la longueur des pistes du détecteur.

Les détecteurs silicium et les MSGC du baril étaient inclinés respectivement de 7° et 14° par rapport au rayon pour compenser l'effet du champ magnétique, qui incline les trajectoires des charges créées dans ces détecteurs.

La version tout silicium

Pour valider les performances des MSGC dans l'environnement du LHC, un important programme de R&D a été mis en oeuvre en particulier pour démontrer les performances intrinsèques en résolution spatiale et temporelle. A haut flux de particules au minimum d'ionisation (MIP), ce programme s'est attaché à démontrer la robustesse aux particules très ionisantes, ainsi que l'absence de vieillissement à long terme (chapitre 4, 5 et 6).

Malgré le succès des tests entrepris, une solution proposant un trajectographe interne entièrement constitué de détecteurs silicium a été adoptée par la collaboration CMS. Nous reviendrons sur les justifications de ce choix dans le chapitre 7.

	MST		AST	
	Si interne	MSGC	Si interne	Si externe
Nombre de canaux	$5.3\ 10^6$	$5.9\ 10^6$	$5.3\ 10^6$	$6.1\ 10^6$
Surface (m^2)	282		214	

Tableau 2.2: Comparaison entre les versions mixte MSGC+Si (MST) et 'tout silicium' (AST).

Cette solution comporte presque le même nombre de canaux de lecture (tableau 2.2) en ayant en moins une couche dans le baril et deux disques dans chaque

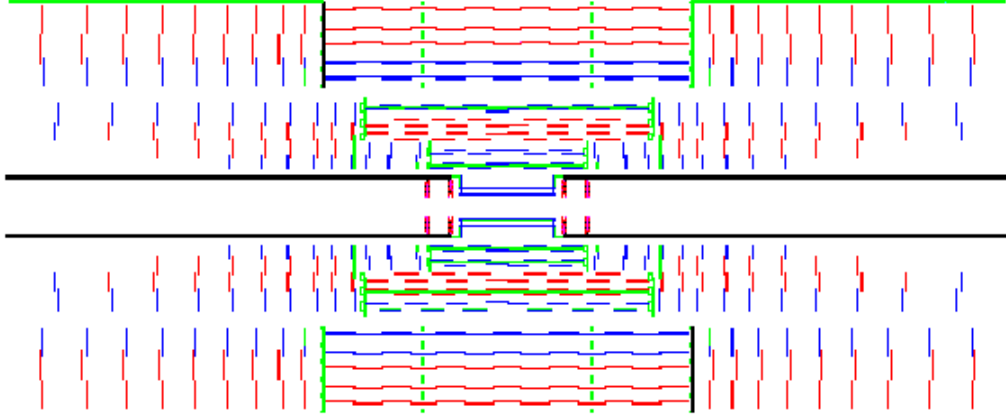


Figure 2.9: Coupe longitudinale du trajectographe AST.

bouchon (figure 2.9). La partie externe du trajectographe (ex-MSGC) sera constituée de modules de silicium de $11 \times 16 \text{ cm}^2$ équipés de puces de lecture APV25. Le pas de réseau des pistes est de l'ordre de $140 \text{ }\mu\text{m}$ permettant une résolution d'environ $40 \text{ }\mu\text{m}$ pour les traces de grande impulsion transverse (figure 2.10). Les détecteurs silicium des barils interne et externe sont inclinés respectivement de 9° et 12° pour compenser la force de Lorentz.

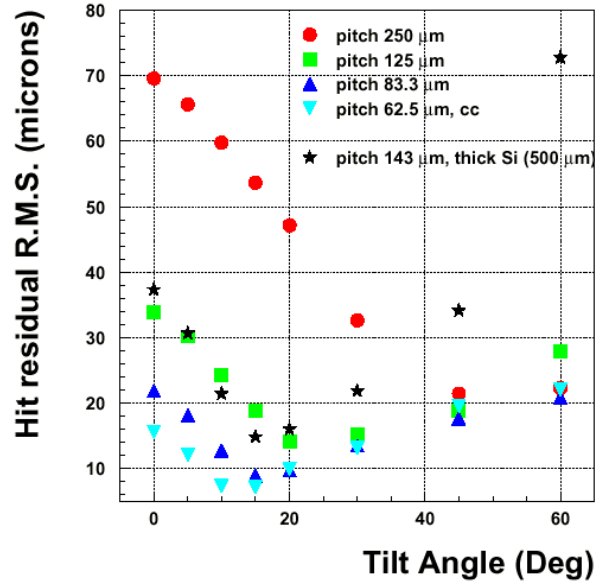


Figure 2.10: Résolution spatiale des détecteurs Silicium en fonction de l'angle d'incidence des particules.

Chapitre 2. Le LHC et le détecteur CMS

Les performances du système interne de traces ne devraient pas être amoindries par cette diminution de surface et, en terme de longueur de radiation, les deux versions sont équivalentes comme le montre la figure 2.11. L'efficacité de reconstruction atteindra 99,9% en incidence normale, contre 95% pour la version MST (figure 2.12), le taux d'occupation étant légèrement amélioré (figure 2.13).

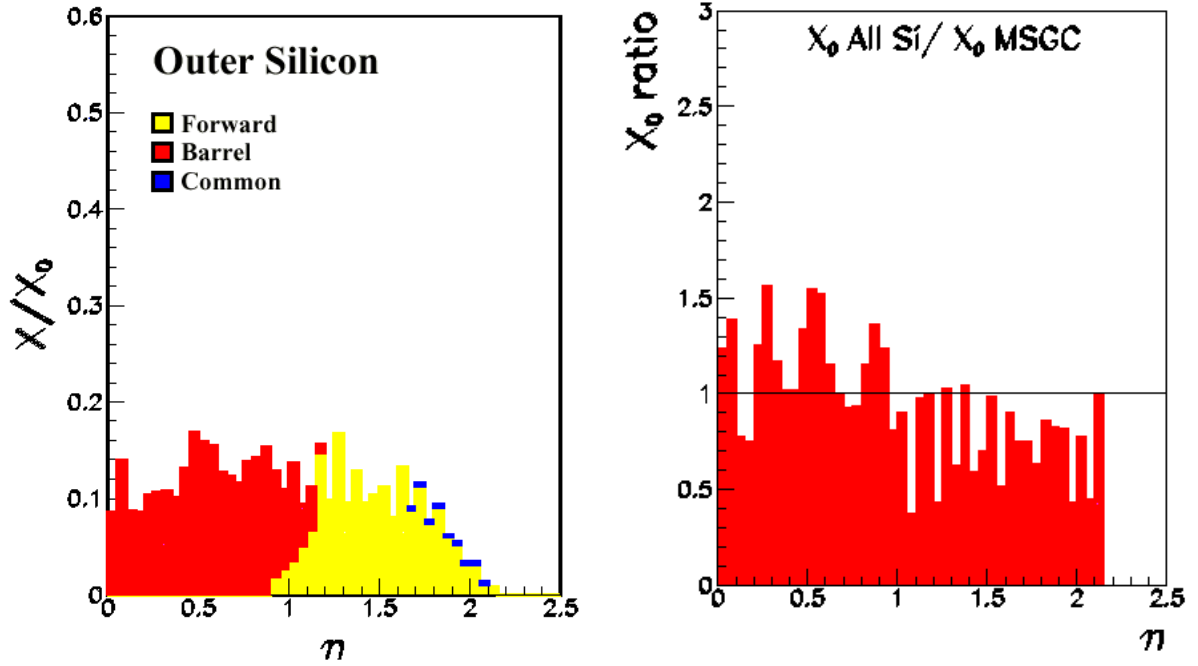


Figure 2.11: Gauche : longueur de radiation relative de la partie externe du trajectographe Silicium (*ex*-MSGC). Droite : rapport des longueurs de radiation des détecteurs externes des versions AST et MST du trajectographe en fonction de $|\eta|$.

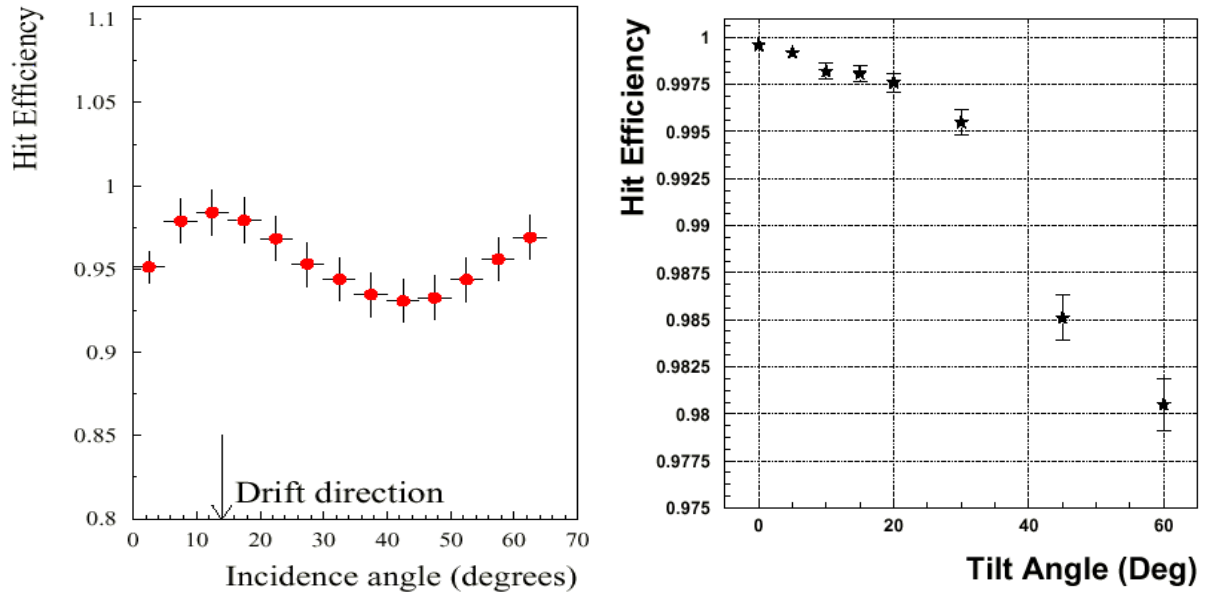


Figure 2.12: Efficacité de reconstruction en fonction de l'angle d'incidence de la particule pour les versions MST (gauche) et AST (droite).

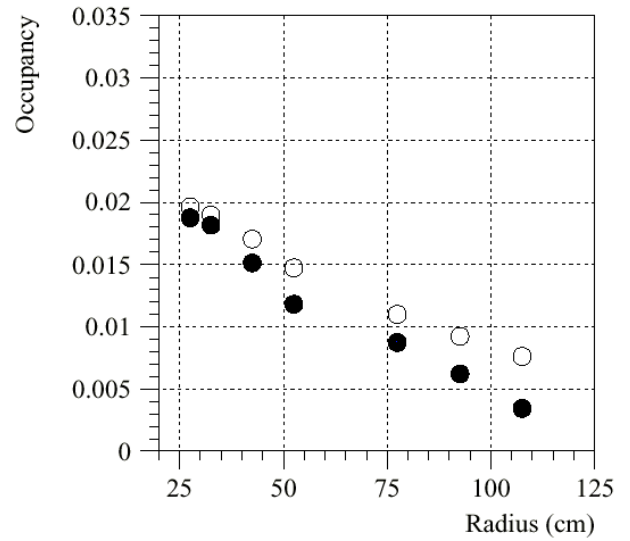
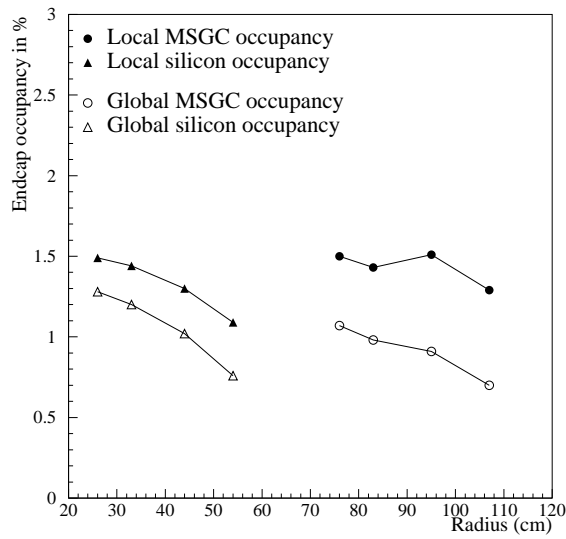
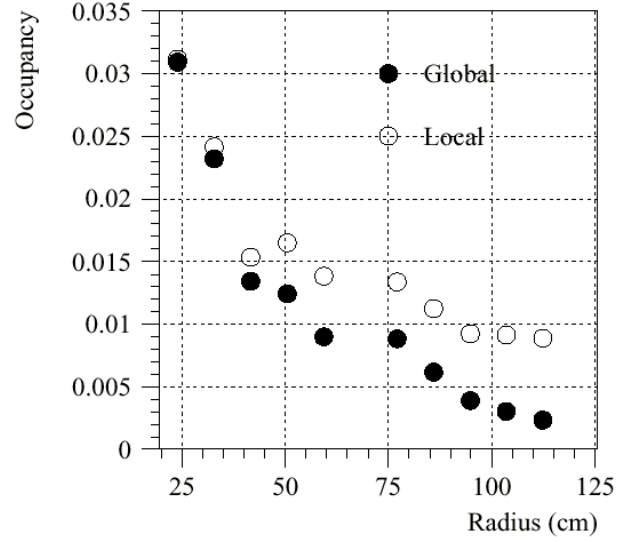
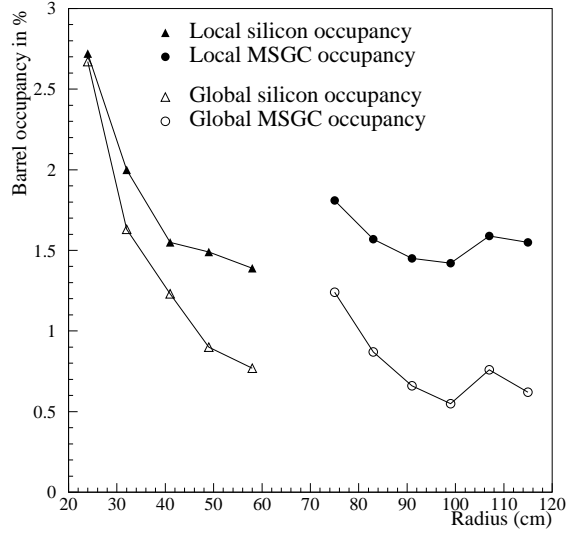


Figure 2.13: Taux d'occupation en fonction des rayons du baril (haut) et des bouchons (bas) du trajectographe pour les versions MST (gauche) et AST (droite).

Chapitre 3

Les détecteurs gazeux à micropistes et à faible interpiste SGC

Les chambres proportionnelles à multifils, mises au point par G. Charpak en 1968, ont été un progrès important dans la détection des particules. Basées sur l'amplification d'avalanche d'électrons dans un gaz, les chambres à fils ne supportent pas des flux de particules supérieurs à 10^4 Hz.mm². De plus, la distance entre les anodes ne pouvant être inférieure à 1 mm (effets électrostatiques), ce type de détecteur ne permet pas d'obtenir une résolution spatiale inférieure à 100 μ m et sa granularité limitée ne permet pas de minimiser le taux d'occupation sous un haut flux de particules incidentes.

En 1986, grâce au progrès en photolithographie et gravure métallique, A. Oed propose les détecteurs gazeux à micropistes MSGC (MicroStrip Gas Chamber) [8] où les fils sont remplacés par des pistes conductrices gravées à l'échelle du micron sur une surface isolante.

Ce chapitre va tout d'abord exposer le fonctionnement et les caractéristiques des MSGC. Leurs performances seront ensuite exposées. Enfin nous introduirons les chambres à faible interpiste SGC (Small Gap Chamber), qui sont une variante des MSGC.

3.1 Principe de fonctionnement des MSGC

Le détecteur gazeux à micropistes est constitué d'un substrat isolant (ex: verre) sur lequel sont gravées des pistes métalliques (figure 3.1). Ces électrodes sont alternativement des anodes (5-10 μ m de large) et des cathodes (50-80 μ m), avec un pas de réseau typiquement de 200 μ m. Le détecteur est complété par un plan métallique, le plan de dérive, placé quelques millimètres au-dessus du substrat gravé. L'espace ainsi défini est rempli de gaz.

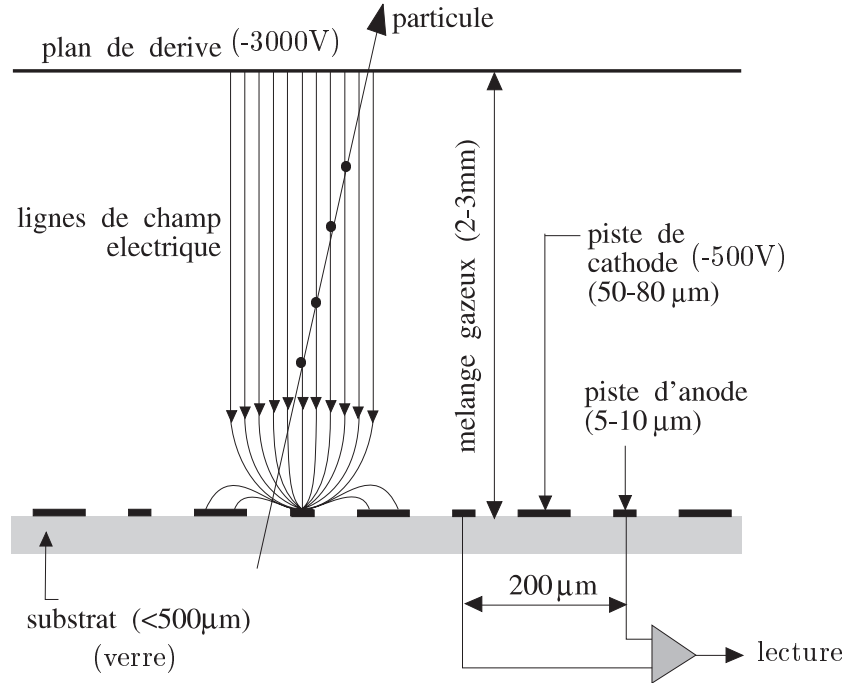


Figure 3.1: Principe de fonctionnement d'un détecteur MSGC.

Le plan métallique est porté à environ 3 kV, ce qui crée un champ électrique de dérive. Lorsqu'une particule chargée ou un photon de haute énergie traverse le détecteur, des paires d'électron-ion primaires sont créés par ionisation du gaz le long de la trajectoire. Les ions dérivent lentement vers la plaque cathodique, et les électrons sont poussés par la polarité négative du plan de dérive vers les anodes. A l'approche de celles-ci, le champ électrique, créé par la tension appliquée aux cathodes $V \approx -500$ V, est de plusieurs centaines de kV par cm (figure 3.2). Il permet une multiplication du nombre d'électrons par avalanche. Le signal alors mesuré est une somme dans le temps de la contribution rapide des avalanches produites par les électrons primaires.

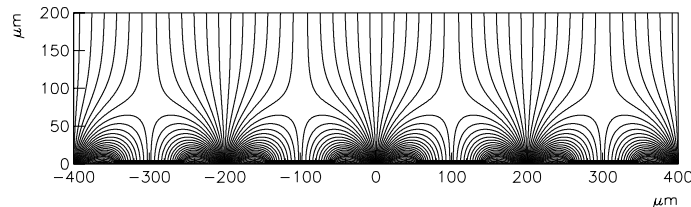


Figure 3.2: Champ électrique dans une MSGC : vue rapprochée autour des pistes.

3.2 Caractéristiques des MSGC

Pour satisfaire les contraintes expérimentales, de nombreuses études ont permis de définir les caractéristiques de fabrication des MSGC dans le cadre de l'expérience CMS.

3.2.1 Substrat

Le substrat des MSGC est un élément essentiel pour obtenir les performances souhaitées dans les conditions de fonctionnement du LHC. Trois aspects sont importants :

- une épaisseur (300 μm à 500 μm) et une densité faible pour limiter au maximum la quantité de matière, et minimiser les diffusions multiples des particules chargées et la conversion des photons,
- une qualité de surface permettant une bonne adhésion de la métallisation,
- une résistivité de surface adaptée, typiquement de l'ordre de $10^{16} \Omega/\square$, pour assurer une bonne stabilité du gain dans le temps. En effet, à haut flux ($\Phi \approx 10^4 \text{ Hz.mm}^{-2}$), il apparaît, pour des résistivités supérieures, des instabilités attribuées à une polarisation du substrat et à un effet de charge de l'isolant entre les pistes [9]. Un substrat MSGC satisfaisant pour l'expérience CMS est constitué d'un substrat de verre D263 de 300 μm d'épaisseur recouvert d'un dépôt de verre PESTOV de 1 μm ($\rho \simeq 10^{16} \Omega/\square$) [6].

3.2.2 Métallisation des pistes

Le métal utilisé pour les pistes des détecteurs doit présenter une faible résistance pour que le signal ne soit pas retardé et atténué, et pour minimiser le bruit sur l'électronique de lecture. Le choix du métal doit aussi tenir compte de la qualité de l'adhésion au substrat. Suivant le matériau du substrat et le métal utilisé pour les pistes, la méthode et les conditions de déposition n'offrent pas la même qualité d'adhésion et de gravure. La qualité de la gravure est importante au niveau du bord et du bout des pistes, qui sont des régions critiques pour l'apparition de décharges du fait du champ électrique plus important. Le motif des pistes a été étudié pour minimiser ce champ localement et diminuer la capacité des pistes, et ainsi réduire le bruit électronique et éviter les décharges [10].

Le chrome, courant en photolithographie, ne peut être utilisé du fait de sa grande résistivité. Bien que plus complexe au niveau industriel, les métaux couramment utilisés sont l'aluminium et l'or, qui présentent une faible résistance. L'or est cependant plus inerte chimiquement et est donc moins susceptible de vieillir. La collaboration CMS a proposé avec le substrat choisi précédemment des pistes d'or [6].

3.2.3 Passivation

La qualité du bord des pistes n'étant pas toujours bien contrôlée, les défauts présents peuvent favoriser l'apparition de décharges, en particulier provoquées par le passage de particules très ionisantes (HIP) issues des interactions nucléaires des MIP avec les matériaux constituant les détecteurs. Pour protéger les électrodes, un procédé, appelé *passivation*, consiste à déposer sur le bord des pistes une fine couche d'un matériau isolant. Deux types de passivation existent :

- la passivation standard est le dépôt d'un film de polyimide sur le bout des pistes,
- la passivation avancée, elle, couvre le bord des pistes sur toute leur longueur.

La passivation est aussi un facteur d'amélioration de la tension maximale applicable aux cathodes du détecteur avant apparition des décharges.

3.2.4 Choix du gaz

Le choix du mélange gazeux est très important car il détermine les paramètres suivants, essentiels pour le développement du signal :

- le nombre d'électrons primaires doit être le plus élevé possible pour réduire les fluctuations du signal (tableau 3.1),
- la vitesse de dérive des électrons doit être élevée pour obtenir une collection, et donc un signal rapide,
- le gain du gaz doit être suffisant pour que l'efficacité de détection soit bonne,
- le gaz doit être un faible émetteur d'UV pour éviter l'apparition de décharge et limiter le vieillissement chimique,
- la réactivité du gaz avec les éléments du détecteur, notamment le plan gravé, doit être faible pour éviter un vieillissement prématuré du détecteur. Ceci sera développé dans le chapitre 6.

Gaz	Ar	CO ₂	DME	CF ₄	Ne
n_p (cm ⁻¹)	24	35	60	45	12
n_T (cm ⁻¹)	94	91	160	220	43
ρ (mg.cm ⁻³)	1.78	1.98	2.34	3.68	0.9

Tableau 3.1: Valeurs de différents paramètres pour plusieurs gaz : nombre d'électrons primaires n_p , nombre total d'électrons n_T et densité ρ du gaz.

Un espace de dérive de 3 mm rempli de 2/3 de DME (diméthyléther) et de 1/3 de Néon est un bon compromis vis-à-vis de l'ensemble des critères mentionnés (pour des tensions de fonctionnement acceptables).

3.3 Performances des MSGC

3.3.1 Gain

Les détecteurs gazeux à micropistes ont montré qu'ils pouvaient atteindre un gain maximum de l'ordre de 10^4 , pour des MIP à bas flux, avec une bonne amplification proportionnelle [11]. Le gain varie de façon exponentielle avec la tension de cathode V_K (figure 3.3). Une valeur de 10^4 a été obtenue pour des MSGC avec des pistes en chrome, qui donne une très bonne qualité de gravure, à une tension $V_K \simeq -680$ V, qui correspond à la limite physique des détecteurs. Le début du plateau d'efficacité ($\epsilon = 98\%$) peut être atteint à un gain d'environ 1500 à 2000 pour des seuils de détection et une électronique de lecture usuelle (figure 3.3). Le rapport signal sur bruit correspondant est de 10 pour une occupation du détecteur par le bruit électronique inférieure à 5% (figure 3.4).

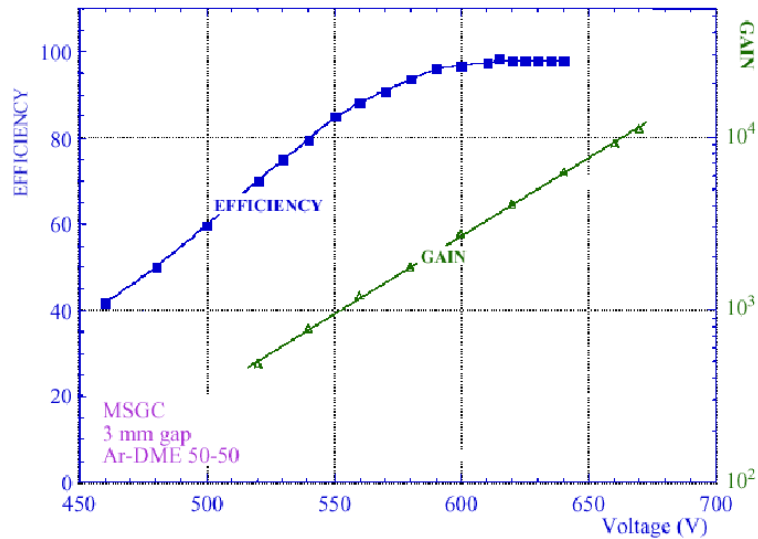


Figure 3.3: Evolution du gain et efficacité correspondante en fonction de la tension de cathode.

3.3.2 Résolution spatiale

La figure 3.5 montre la distribution du signal d'une MSGC décrite par une courbe de Landau. Le signal induit par le passage d'une particule au minimum d'ionisation aboutit après amplification à un amas d'électron sur les pistes. La diffusion des électrons résulte en une taille moyenne des amas d'environ 1.9 pistes. La résolution des détecteurs est alors de $35 \mu\text{m}$, obtenue en estimant la position du centre de gravité de la charge collectée.

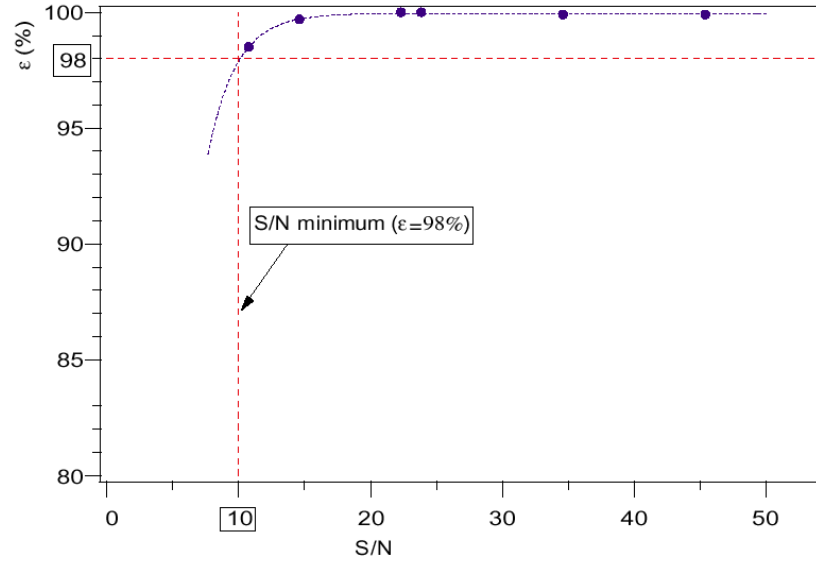


Figure 3.4: Efficacité de détection en fonction du rapport signal sur bruit.

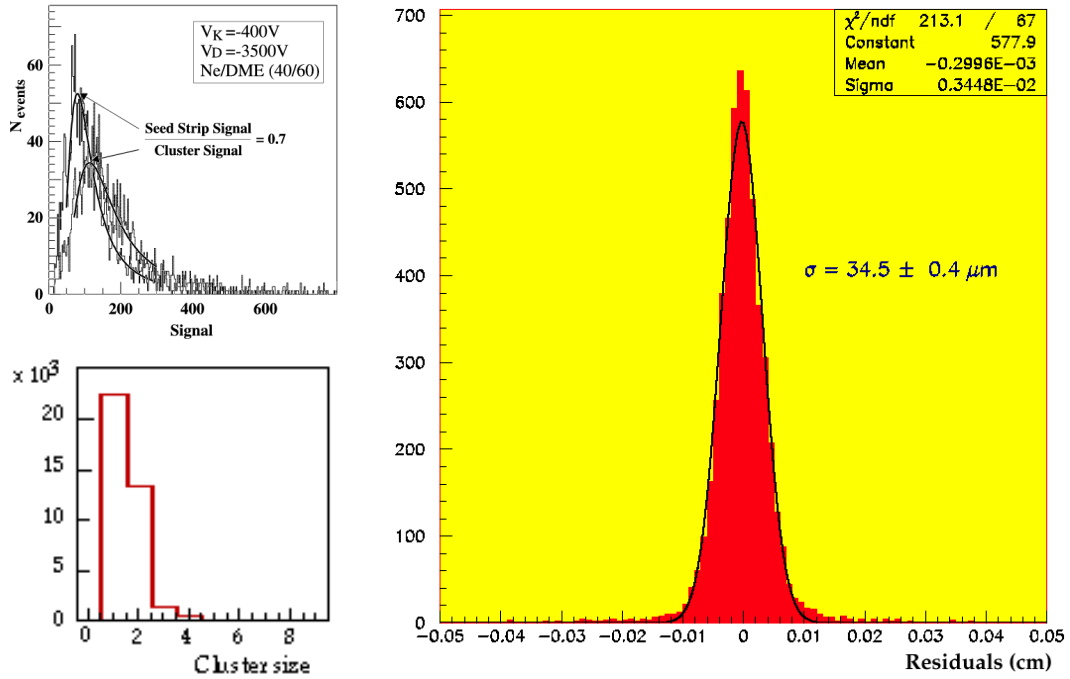


Figure 3.5: Distributions typiques du signal et de la taille des amas, et résolution spatiale d'une MSGC.

3.3.3 Résolution en temps

Les fluctuations en temps de détection du signal dans une MSGC sont importantes pour déterminer l'efficacité de séparation des particules provenant de différentes interactions, par exemple produites par différents croisements de faisceaux espacés de 25 ns au LHC. La résolution en temps dépend du nombre d'électrons primaires produits dans l'espace gazeux et de leurs temps de dérive vers les anodes. Les distributions en temps mesurées, pour un seuil à 3σ du bruit, sont des distributions de Poisson [12]. La traînée de la distribution est due aux signaux de faible amplitude qui passent le seuil après ceux de grande amplitude. La résolution en temps est le r.m.s. de la distribution. Une corrélation entre le temps des impulsions au seuil et l'amplitude des signaux permet de corriger cet effet et d'améliorer la résolution (tableau 3.2) [13].

Gaz	Résolution (ns)	
	a	b
Ar/DME (50/50%)	17	14
DME (100%)	10	9
DME/CO ₂ (80/20%)	10	8
DME/CF ₄ (80/20%)	9	8
Ne/DME (40/60%)	9	8

Tableau 3.2: Résolution en temps avec quelques mélanges gazeux pour un espace de dérive de 3 mm : (a) passage au seuil, (b) corrigée en amplitude.

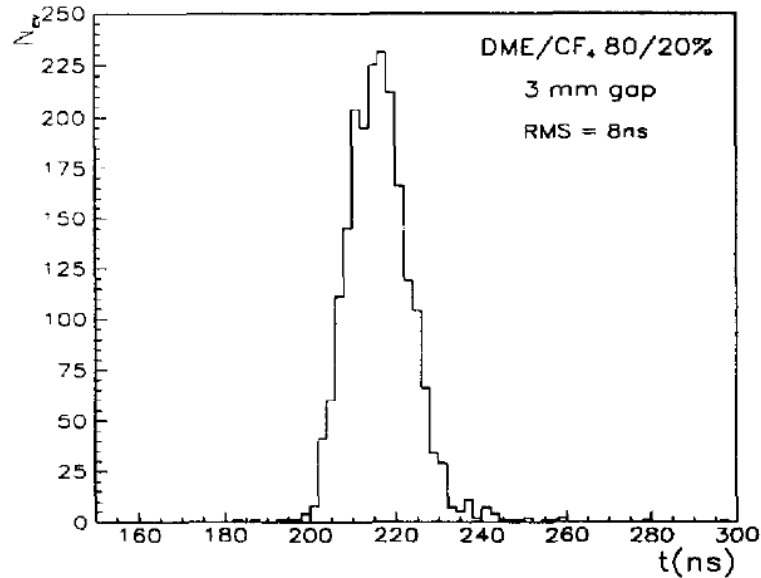


Figure 3.6: Distribution en temps après correction en amplitude.

La figure 3.6 montre une distribution en temps corrigée de l'amplitude. Il s'agit de la meilleure résolution intrinsèque mesurée. L'effet de ce facteur sur l'identification des croisements de faisceaux au LHC a été étudié dans la référence [14].

3.3.4 Influence du champ magnétique

Dans l'expérience CMS, les détecteurs MSGC étaient prévus pour fonctionner dans un champ magnétique de 4 Tesla. Celui-ci sera parallèle au champ de dérive des électrons pour les chambres dans les bouchons du trajectographe, et perpendiculaire pour les MSGC du baril.

Dans ce cas, il a été mesuré que l'angle de Lorentz est d'environ 4° par Tesla pour les chambres du baril de CMS, et que l'inclinaison des chambres permet de retrouver les résolutions et les efficacités mesurées sans champ magnétique (figure 3.7) [14].

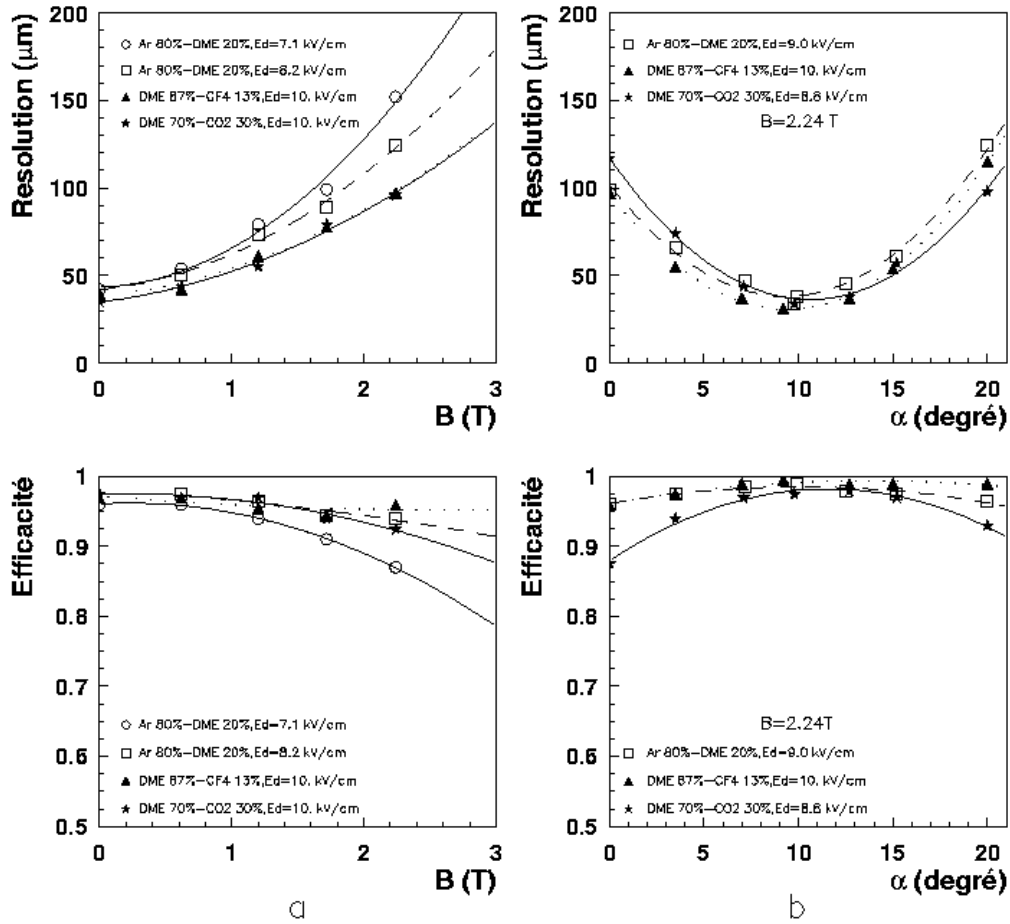


Figure 3.7: Résolution spatiale et efficacité en fonction du champ magnétique (a) et de l'inclinaison des détecteurs (b) [14].

3.4 Lecture du signal

3.4.1 Système de lecture

Le système de lecture du signal des MSGC doit permettre de collecter l'information, laissée par le passage d'une particule, dans un temps suffisamment rapide pour minimiser l'effet d'empilement à haut flux. Afin d'identifier le croisement de faisceau durant lequel sont produites les particules observées, le système doit intégrer le traitement du signal des MSGC.

Le système adopté par l'expérience est un circuit intégré, l'APV25, qui comporte un ensemble de 128 voies de lecture connectées aux anodes par des microsoudures. Chaque canal de détection comporte un amplificateur et une mise en forme de type RC-CR de constante de temps τ équivalente à 50 ns, dont la réponse impulsionnelle peut-être décrite par la formule suivante :

$$h(t) = \frac{t}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.1)$$

Avec le mélange gazeux Ne/DME (1/2) et pour un espace de dérive de 3 mm, le maximum de la tension à la sortie de l'amplification survient environ 80 ns après qu'une particule a traversé le détecteur, et le signal s'étend sur environ 300 ns. L'impulsion est alors échantillonnée à la fréquence du LHC, soit 40 MHz, puis stockée pendant 3 μ s dans une mémoire analogique, temps nécessaire au déclenchement du premier niveau de l'acquisition (section 2.2.2). Suite à cet ordre, pour chaque canal de détection trois échantillons de la mémoire sont traités et l'information est réduite à une amplitude caractéristique par canal (voir paragraphe 3.4.3).

Chaque puce est lue séquentiellement par un multiplexeur et les informations sont transmises à un ADC (Analogic Digital Converter) qui permettra l'analyse par un système informatique.

Il est à noter que les résultats présentés dans cette thèse n'ont pas été obtenus avec la version finale de l'électronique de lecture (APV25). Le signal des MSGC était lu par des circuits PREMUX mis au point par le RAL¹ et le CERN [15]. Ce circuit comporte l'étage d'entrée du circuit final, 128 amplificateurs de type RC-CR de constante de temps de 50 ns, et le multiplexage pour la lecture. Il n'intègre pas le traitement du signal.

3.4.2 Bruit de l'électronique de lecture

Le signal mesuré étant faible, le bruit de l'électronique issu de l'agitation thermique des électrons de conduction n'est donc pas négligeable. De plus, l'algorithme de traitement du signal dégrade le rapport signal sur bruit (voir paragraphe 3.4.3). Il est donc important de minimiser au mieux le bruit de l'électronique engendré par l'anode de détection et le préamplificateur de charge.

¹Rutherford Appleton Laboratory

Chapitre 3. Les détecteurs gazeux à micropistes et à faible interpiste SGC

Les circuits PREMUX possèdent un mode de fonctionnement qui permet d'effectuer une calibration. On envoie un signal connu à l'entrée du préamplificateur à l'aide d'une petite capacité (50 fF). On charge cette capacité qui se décharge ensuite dans le détecteur et on mesure le signal ainsi que le niveau de bruit dans l'électronique. L'injection de 25000 e⁻ en entrée du préamplificateur aboutit à un signal de 75 mV d'amplitude. Cette opération effectuée avec et sans chambre connectée permet alors d'évaluer le terme constant de bruit et celui dû à la capacité de l'anode de détection. Le bruit s'exprime par la charge équivalente du signal mesuré, appelée ENC (Equivalent Noise Charge), de la façon suivante :

$$ENC = C + C_a \times C_{det} \quad (3.2)$$

où :

- C est le terme constant de bruit de l'électronique de lecture,
- C_a est le coefficient (exprimé en e⁻/pF) associé à la capacité et à la résistance totales de l'anode,
- C_{det} est la capacité totale de l'anode de détection.

Les mesures réalisées au laboratoire ont montré un niveau constant de bruit $C = 400$ e⁻. Le bruit ajouté par la capacité de l'anode est d'environ 40 e⁻/pF.

3.4.3 Identification des croisements de faisceaux

Le traitement des données au niveau de l'électronique de lecture permet de séparer les impacts ayant eu lieu pour différents croisements de faisceaux.

Lors de sa thèse, J.F. Clergeau a évalué les performances de différentes méthodes de traitement du signal [14]. Il a ainsi mis en évidence que la déconvolution, définie comme la somme pondérée de trois échantillons, de la réponse impulsionnelle du préamplificateur aboutit à une efficacité de détection de 98% pour une mise en forme du signal de type RC-CR de constante de temps de 50 ns. Environ trois croisements de faisceaux sont alors cumulés pour les impacts retenus.

Cette méthode réduit le rapport signal sur bruit d'un facteur 2 par rapport au rapport S/N initial. Pour obtenir une efficacité de 98% et un taux d'occupation pour le bruit inférieur à 0.5%, le rapport signal sur bruit doit ainsi être d'au moins 20 avant déconvolution.

3.5 Les chambres à faible interpiste

3.5.1 Description

Le dessin des chambres à petits gap (SGC : Small Gap Chamber) [16] a été proposé en 1996 par l'IPN de Lyon suite au succès des substrats MGC (Micro Gap

Chamber) [17]. La caractéristique principale des SGC est la diminution de l'espace interpiste. De ce fait, le substrat de ces détecteurs ne présente pas de phénomène significatif de polarisation ou de charge, et l'on peut éviter d'introduire le traitement complexe lié à l'optimisation de la résistivité de surface, proposé pour les MSGC conventionnelles.

Dans cette nouvelle configuration, chaque anode est entourée d'une cathode en forme de "U". Gravées sur le même plan, le pas du réseau d'anode est de $200\mu\text{m}$ et l'interstice anode-cathode, réduit à une dizaine de microns, est isolé électriquement par du polyimide qui recouvre les bords des pistes sur environ $1\mu\text{m}$. Cette passivation de 2 à $3\mu\text{m}$ permet l'application de différences de potentiels élevées entre les électrodes avant l'apparition de décharges.

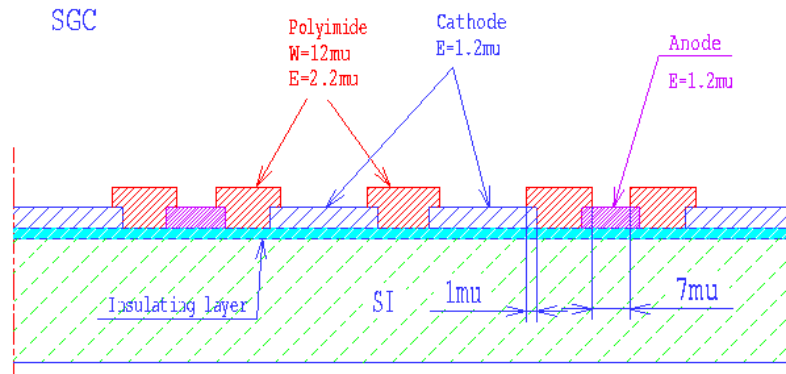


Figure 3.8: Vue en coupe d'une SGC

Les premiers détecteurs² (figure 3.8) ont été réalisés sur des substrats de silicium recouverts d'une couche d'isolant en polyimide de $12\mu\text{m}$. Ils étaient pourvus de 256 pistes d'aluminium de 9 cm de long.

3.5.2 Performances des SGC

Les détecteurs ont été testés en laboratoire avec un tube à rayons X et les premières mesures sur faisceau ont été effectuées en 1997 au CERN avec des pions de $3\text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ perpendiculaires aux détecteurs et à un taux de $100\text{ Hz}\cdot\text{mm}^{-2}$ [16, 18]. Les SGC ont fonctionnées plusieurs jours à un gain d'environ 2000 (début du plateau d'efficacité) et ont pu atteindre un gain record de 6000 pour des détecteurs à petit gap (figure 3.9). Le gain suit une loi exponentielle en $e^{-0.02V_K}$ avec la tension de cathode V_K et en $e^{-0.0005V_D}$ avec la tension de dérive V_D de façon similaire aux MSGC standards. Les SGC ont montré un fonctionnement stable atteint après une vingtaine de minutes jusqu'à un flux de particules de $10^5\text{ Hz}\cdot\text{mm}^{-2}$ comme le montrent les figures 3.10 et 3.11.

²produits à l'usine IBM de Corbeil-Essonnes

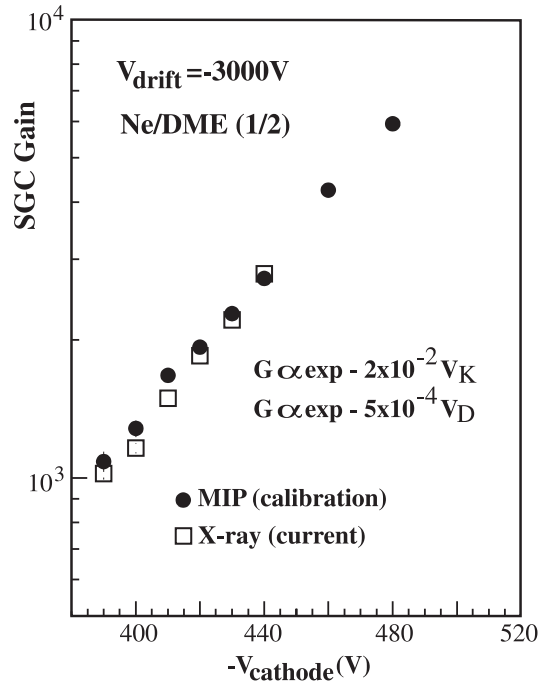


Figure 3.9: *Evolution du gain en fonction de la tension de cathode.*

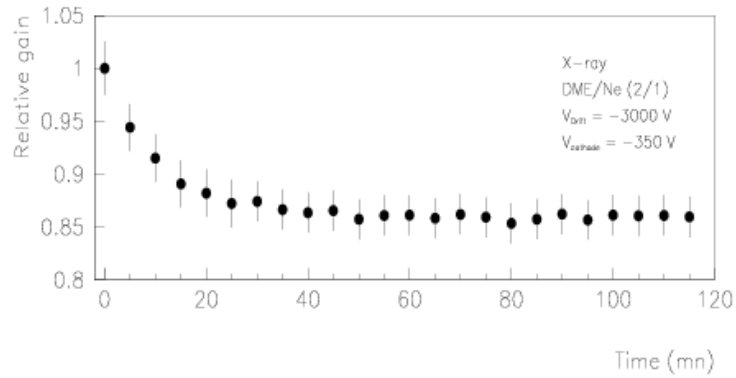


Figure 3.10: *Comportement du gain relatif en fonction du temps.*

3.5.3 Premières mesures avec des HIP

Placés sous un faisceau de pions de 400 MeV de $3.10^3 \text{ Hz.mm}^{-2}$ au Paul Scherrer Institut (PSI, Suisse) en 1997, une première étude des décharges et de leurs conséquences sur les pistes des chambres a pu être effectuée. L'exploration du taux de décharges suivant la tension de cathode a montré une évolution exponentielle (figure 3.12). Après exposition au faisceau, une seule piste était perdue pour environ 100 décharges. Les SGC montraient ainsi une bonne tenue aux radiations et aux décharges obtenue grâce à la passivation du bord des pistes [19].

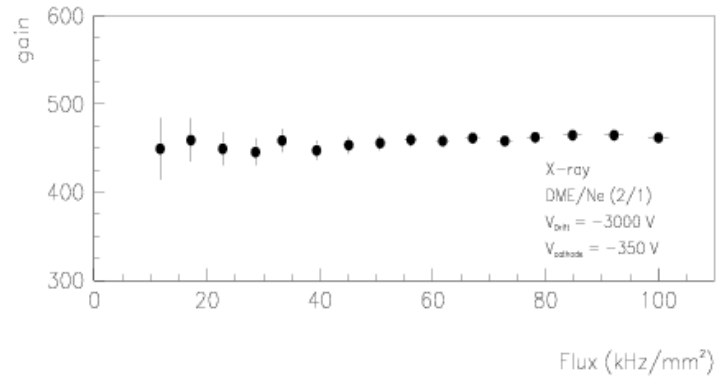


Figure 3.11: *Gain en fonction du flux.*

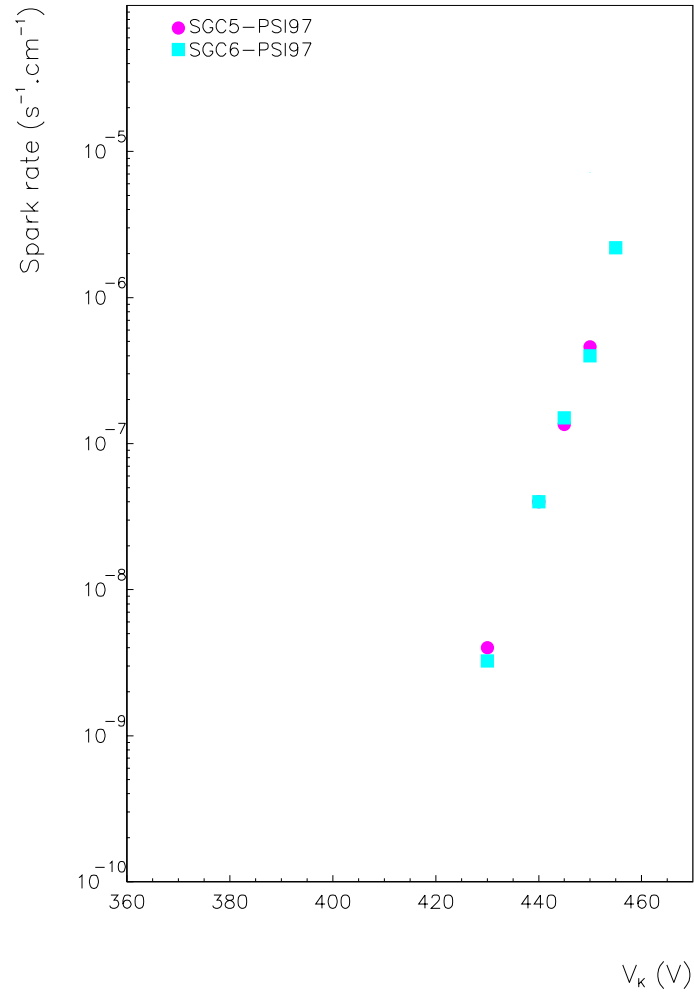


Figure 3.12: *Taux de décharges mesurées en fonction de la tension de cathode.*

Chapitre 4

Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille

L'expérience CMS prévoyait l'utilisation de détecteurs MSGC dans son trajectographe interne à des rayons entre 70 et 120 cm du faisceau [20]. Les MSGC les plus internes auraient été exposées à un flux de particules au minimum d'ionisation (MIP) de $4.10^3 \text{ Hz.mm}^{-2}$ et de neutrons de plus de 10^4 Hz.mm^{-2} . Ces particules peuvent générer des particules hautement ionisantes (HIP) dans les chambres par interactions nucléaires avec les matériaux constituant les détecteurs. Il est apparu que, suivant les conditions d'opération des détecteurs, les HIP peuvent produire des décharges dont l'énergie est suffisante pour endommager les pistes de mesure [21]. Afin d'évaluer cet effet dans des conditions proches du LHC, de nombreux tests de résistance aux rayonnements ont été effectués au Paul Scherrer Institut (PSI) près de Zurich (Suisse) avec un faisceau de pions. Ces tests ont été réalisés pour mesurer à différents voltages le taux de décharges et les pertes de pistes résultantes. Ils ont ainsi permis d'optimiser les conditions de fonctionnement des détecteurs pour maintenir leur efficacité à 98% pendant les 10 ans d'exploitation du LHC.

4.1 Caractéristiques des détecteurs

Suite aux résultats satisfaisants des premiers prototypes IBM (section 3.5.2), de nouveaux détecteurs ont été fabriqués par Thomson, IMEC et REOSC en 1998. Ces trois fabricants nous ont fourni une première série de substrats gravés de pistes en or sur un support de verre, IBM poursuivant la fabrication avec de l'aluminium sur du silicium. Les pistes des détecteurs mesuraient 5 cm pour ceux fabriqués par Thomson et 9 cm pour les autres fournisseurs.

Le procédé de fabrication d'IBM utilisait deux masques alignés à mieux que $0.5 \mu\text{m}$ pour la réalisation respectivement des pistes et du polyimide de la passivation. Pour les autres entreprises, le développement d'un polyimide photorésistant, après exposition au travers du verre et du schéma des pistes, permettait de réaliser

Chapitre 4. Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille

la passivation plus simplement mais avec un recouvrement sur le bord des pistes moins bien optimisé.

	IBM x3	THOMSON x12	IMEC x1	REOSC x3
Substrat	Si + 12 μm polyimide	verre D263	verre D263	verre D263
Pistes	aluminium	or	or	or
Nombre de pistes	256	128	128	128
Longueur de piste (cm)	9.	5.	9.	9.
Epaisseur de piste (μm)	1.2	1.	1.	1.
Distance anode-cathode (μm)	10.	10.	10.	10.
Largeur anode (μm)	9.	9.	9.	9.
Epaisseur de passivation (μm)	2. (polyimide)	2.5 (BCB ¹)	2.5 (BCB ¹)	2.5 (polyimide)
Recouvrement (μm)	1.	0.5	0.5	0.5

Tableau 4.1: *Caractéristiques géométriques des détecteurs.* (¹Benzo-Cyclo Buthène)

Les caractéristiques physiques des détecteurs sont présentées dans le tableau 4.1. Pour les tests, l'espace gazeux utilisé mesurait 3 mm et le mélange était composé de 60% de DME et 40% de Néon.

Les détecteurs IMEC et REOSC ont montré des taux de décharges très élevés dus à la qualité médiocre de la gravure des pistes sur les substrats, le procédé n'étant pas bien maîtrisé. Les résultats présentés ne tiendront donc pas compte de ces chambres.

4.2 Description du dispositif de test

4.2.1 Conditions de faisceau au PSI

Les tests ont été réalisés de juillet 1998 à avril 1999 au PSI, qui peut fournir un faisceau de pions de basse énergie de $350 \text{ MeV} \cdot \text{c}^{-1}$ avec une intensité moyenne de $7 \cdot 10^3 \text{ Hz} \cdot \text{mm}^{-2}$. Des simulations ont montré que le spectre en énergie des particules secondaires produites dans les chambres par un tel faisceau, et donc le spectre de charge d'ionisation libérée, est similaire à ce qui est attendu au LHC (figure 4.1) [22]. Ainsi le taux de HIP avec une perte d'énergie supérieure à 1 MeV est de l'ordre de $1 \text{ Hz} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Durant les mesures, l'intensité du faisceau était contrôlée grâce à une série de scintillateurs et photomultiplicateurs placés en amont et en aval du banc de test. Un

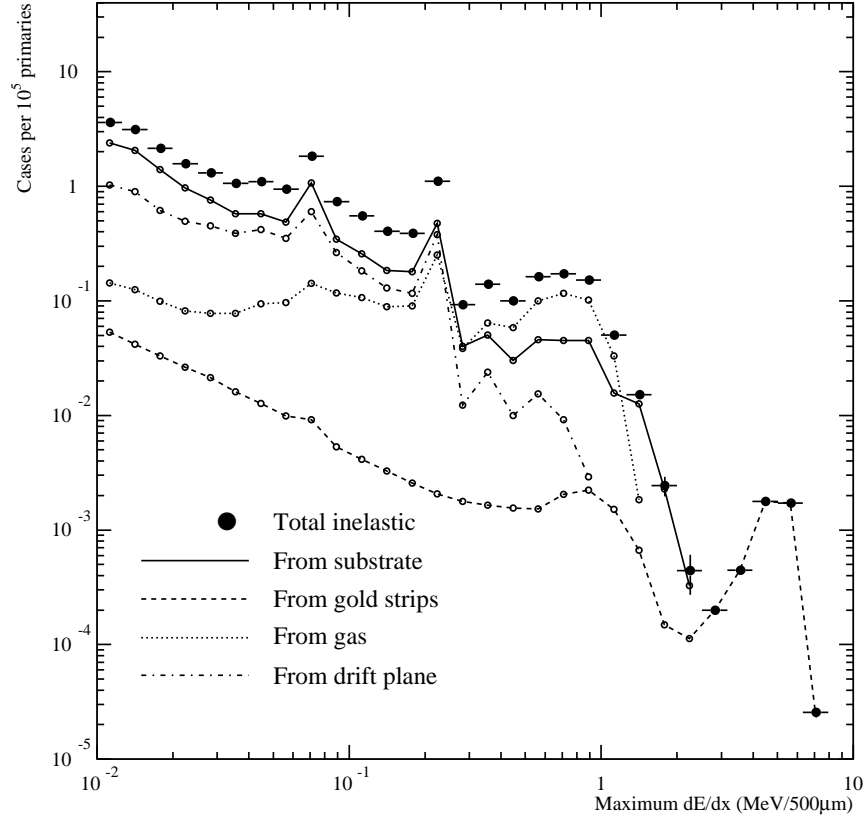


Figure 4.1: *Densité maximale d’ionisation dans une MSGC due aux interactions inélastiques pour une exposition à un faisceau de pions de $300 \text{ MeV} \cdot \text{c}^{-1}$. Les courbes sont normalisées à 10^5 particules de faisceau [22].*

signal de coïncidence entre ces scintillateurs servait à déclencher l’acquisition lors du passage d’une particule.

Différentes tailles de scintillateurs ont été utilisées pour mesurer l’intensité du faisceau :

- $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (leur taux de comptage sature à $1 \text{ kHz} \cdot \text{mm}^{-2}$) pour une mesure lorsque le faisceau est à basse intensité.
- 5 mm (horizontalement) $\times 2 \text{ cm}$ (verticalement) à l’avant et 5 mm (horizontalement) $\times 10 \text{ cm}$ (verticalement) à l’arrière pour la mesure à haute intensité.

Par la suite, l’intensité de faisceau mentionnée fera référence à celle mesurée avec le petit scintillateur avant ($5 \text{ mm} \times 2 \text{ cm}$). Pour les périodes dites de “basse intensité”, les données étaient prises à environ $50\text{-}100 \text{ Hz} \cdot \text{mm}^{-2}$, et à $6\text{-}7 \text{ kHz} \cdot \text{mm}^{-2}$ à “haute intensité”. Un hodoscope de scintillateurs et le profil du faisceau dans les chambres ont permis de vérifier l’uniformité du faisceau sur la totalité de la surface de détection ($\simeq 10 \text{ cm}^2$).

Chapitre 4. Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille

Les détecteurs étaient placés perpendiculairement au faisceau, et fixés deux par deux et dos à dos sur un support commun comme le montre la figure 4.2.

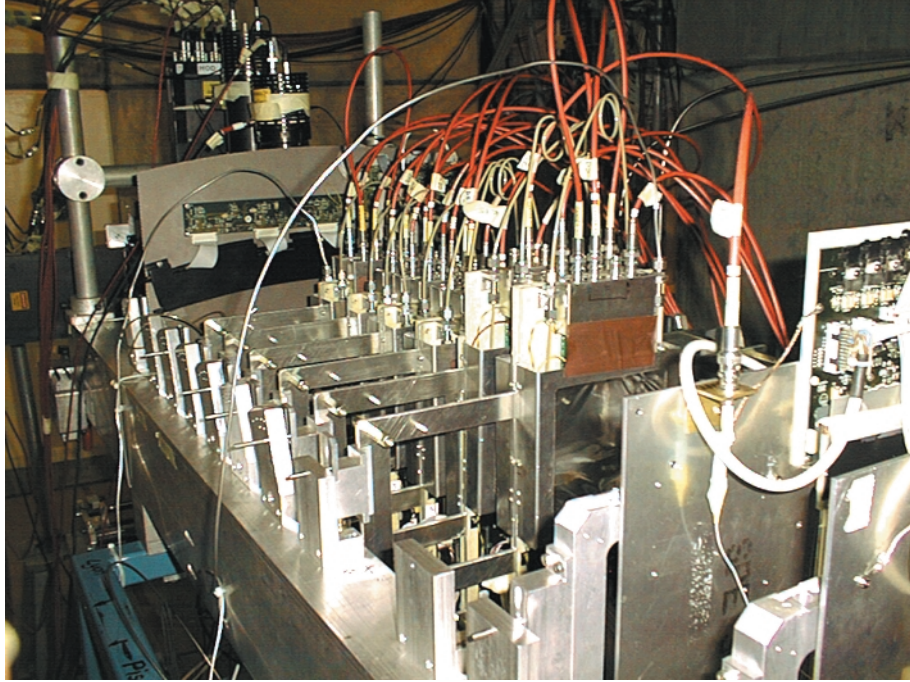


Figure 4.2: *Vue du banc de mesure lors du test de novembre 1998 au PSI.*

4.2.2 Système de lecture et d'acquisition des données

Lors des tests, le signal des anodes de la chambre était enregistré afin de contrôler le rapport signal sur bruit S/N . Les détecteurs devaient fonctionner à une valeur de S/N assurant une efficacité supérieure à 98 % pour des MIP. Pour contrôler le gain à haute intensité et détecter les décharges, le courant des cathodes et, pour une partie des détecteurs, celui du plan de dérive étaient aussi mesurés.

Le système d'acquisition, mis en place par le groupe de Lyon, est schématisé sur la figure 4.3. Il permet de lire le signal des pistes, les courants débités par les chambres, échantillonnés toutes les 2 ms, ainsi que le flux mesuré par les scintillateurs de contrôle.

Lorsque les photomultiplicateurs (PM) avant et arrière sont traversés en coïncidence par une particule, ils envoient un signal à la carte de déclenchement (carte *trigger*) qui fournit un signal à l'électronique de lecture (ADC + séquenceur). Ce système de déclenchement ordonne la lecture des données de la chambre, qui sont finalement traitées informatiquement et stockées sur disques.

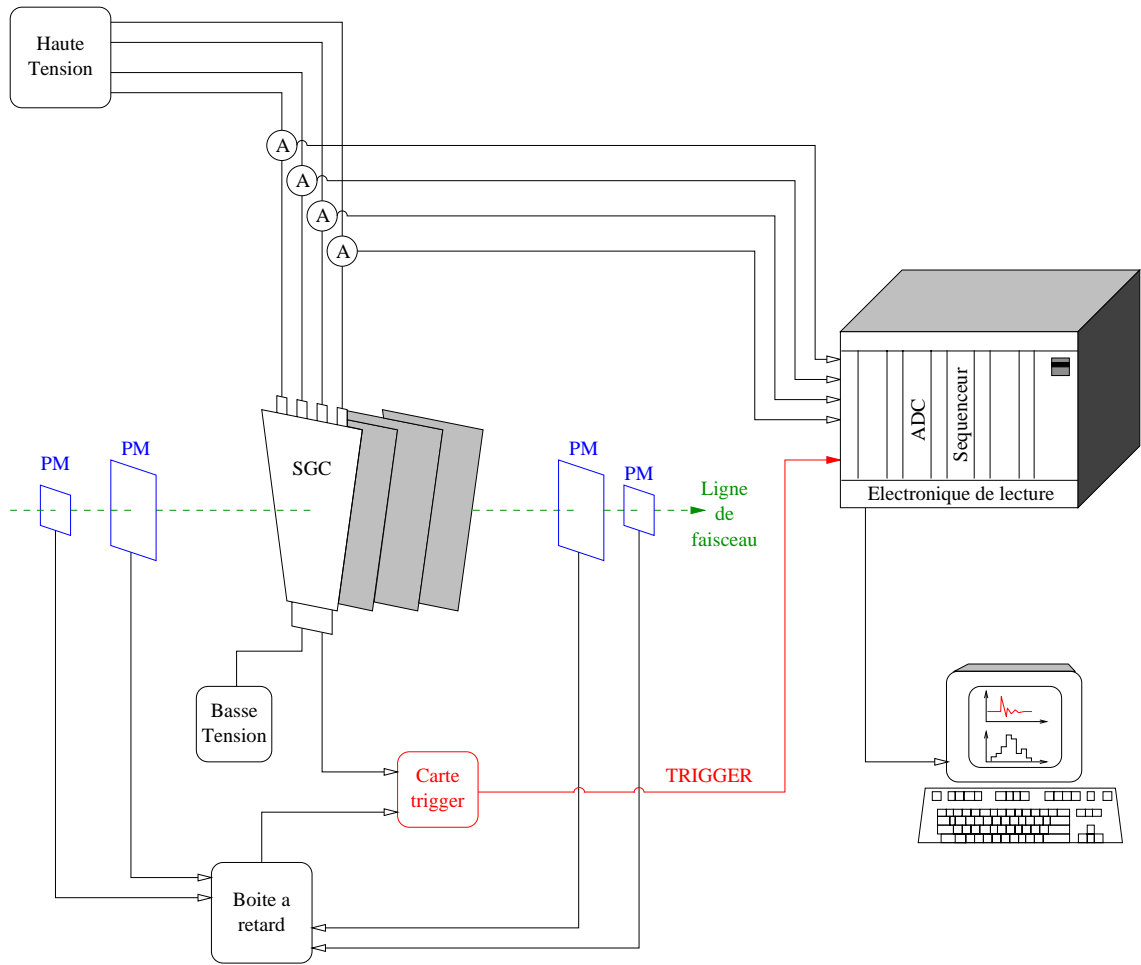


Figure 4.3: Schéma du système de lecture et d'acquisition des données.

Le signal analogique en sortie des circuits PREMUX des détecteurs est converti en un signal digital dans un ADC à échantillonnage (Analogic Digital Converter).

Les courants des pistes sont mesurés avec des nanoampèremètres, fabriqués à l'IPNL, placés en série avec la haute tension. Chacun d'eux délivre une tension analogique proportionnelle à l'intensité d'entrée, qui est alors échantillonnée toutes les 2 ms dans un ADC. Le comptage des scintillateurs qui mesure l'intensité du faisceau est enregistré toutes les 4 s.

4.3 Analyse des données expérimentales

4.3.1 Rapport signal sur bruit S/N

Durant les tests, des périodes à basse intensité sont enregistrées pour contrôler le signal et le rapport signal sur bruit S/N des détecteurs. Ces mesures sont effectuées à basse intensité pour éviter un biais dû à l'empilement de traces non corrélées avec le déclenchement de l'acquisition, comme c'est le cas à haute intensité. La cohérence avec la mesure des courants vérifie qu'il n'y a pas de perte de gain à haute intensité. Par la suite, lorsque l'on parlera du rapport S/N, on fera référence à la valeur du S/N mesurée à basse intensité dans les mêmes conditions de tensions.

Lors des périodes sans faisceau, la valeur du piédestal de chaque piste est enregistrée. La valeur moyenne et l'écart standard de ce piédestal sont calculés.

Un décalage dans la ligne de base du signal, attribué aux fluctuations des générateurs de tensions continues [23], peut apparaître sur chaque circuit de 128 pistes. L'effet de ce bruit, appelé bruit de mode commun CMN (Common Mode Noise), peut être corrigé en calculant événement par événement la moyenne de chaque groupe de piste (8 ou 16 suivant les cas) après soustraction du piédestal, en éliminant les pistes qui ont capté du signal.

Après soustraction du piédestal et du CMN, la moyenne du signal restant de chaque piste est nulle et la variance représente le bruit sur chaque canal de détection. Les pistes adjacentes, dont le signal est supérieur à un seuil fixé à trois fois le bruit mesuré pour chacune d'elles, sont regroupées et considérées comme appartenant à un amas. La charge Q_{cl} de l'amas est calculée comme étant la somme des signaux des différentes pistes de l'amas. Le bruit N_{cl} d'un amas est défini par :

$$N_{cl} = \left(\sum_{i=1}^n N_i^2 \right)^{1/2}, \text{ la piste } i \text{ appartenant à l'amas.}$$

Les amas dont le rapport Q_{cl}/N_{cl} est supérieur à 5 sont retenus.

Dans le reste de ce mémoire, le rapport signal sur bruit pour les événements retenus sera défini comme le rapport entre le maximum de probabilité du signal sur la piste collectant la plus importante fraction de la charge libérée (70%) et le bruit de cette piste (figure 4.6).

Cette définition du rapport S/N a été adoptée pour permettre une comparaison directe avec les études effectuées dans les références [14] et [24]. Dans la référence [14], il est montré que, pour des traces perpendiculaires, une valeur de 20 après déconvolution (paragraphe 3.4.3) assure une efficacité de 98 % indépendamment de la taille de l'amas, avec un empilement de 3 à 4 croisements de faisceaux, considérée comme acceptable pour une reconstruction efficace des traces. Cette valeur servira de référence pour calculer la plage de fonctionnement des détecteurs dans les conditions LHC.

4.3.2 Détection des pistes mortes

Les pistes coupées sont identifiées par une chute du bruit par rapport à la moyenne, due à une baisse de la capacité à l'entrée de l'amplificateur, corrélée à une perte d'efficacité dans le profil de faisceau donné par la chambre (figure 4.4).

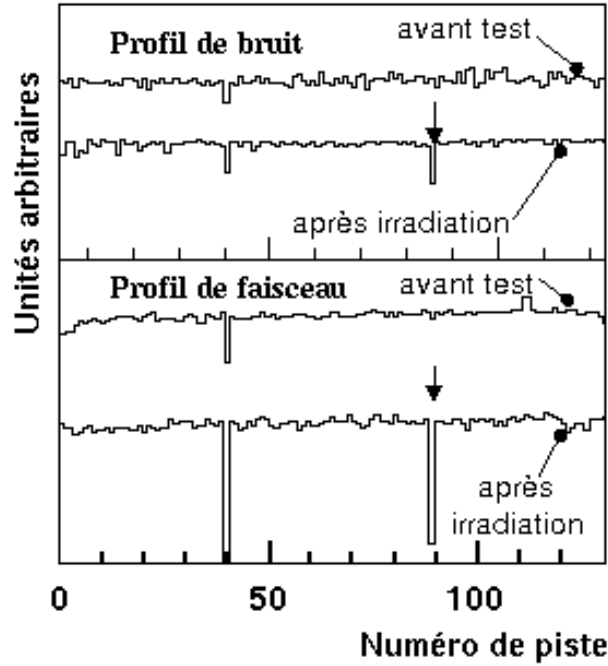


Figure 4.4: Exemple de profils de bruit et de faisceau montrant une piste coupée après irradiation à haute intensité.

4.3.3 Décharges

Les décharges apparaissent comme des pics dans la mesure du courant des électrodes (figure 4.5).

Pour identifier ce pic, on calcule la valeur moyenne et le r.m.s. des 2016 échantillons de courants (toutes les 2 ms) en rejetant les 10% les plus élevés et les 10% les plus bas. Un seuil égal à 3 fois l'écart standard moyen est appliqué au-dessus (en-dessous) de la moyenne du courant. Les échantillons successifs supérieurs (inférieurs) au seuil sont alors regroupés et forment un pic de courant : une décharge. Seules les décharges dont la durée (temps de montée + temps de relaxation) excède 10 ms sont alors retenues pour ne pas prendre en compte les fluctuations de la ligne de base du courant. Les chutes et les montées consécutives de l'intensité du faisceau peuvent simuler la présence d'une décharge. Ces fausses décharges sont éliminées par corrélation avec les chutes de faisceau enregistrées par les scintillateurs.

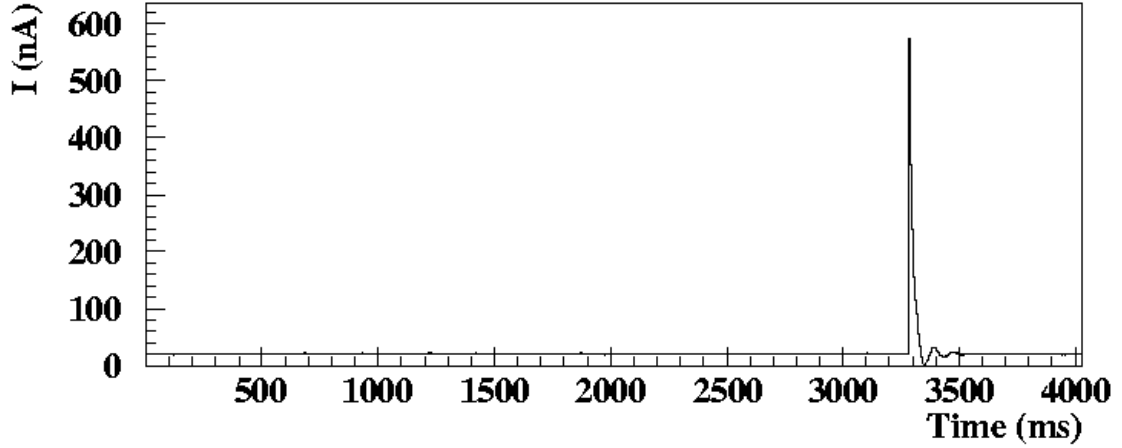


Figure 4.5: Exemple de décharge sur une cathode.

Au PSI, les détecteurs testés n’avaient pas tous la même longueur de piste et n’ont pas été exposés durant le même temps. Nous avons exprimé le taux de décharges par seconde et par centimètre de piste, pour permettre des comparaisons indépendantes de la géométrie des détecteurs.

4.4 Obtention d’un point de fonctionnement nominal

Une première période d’exposition à basse intensité a été mise à profit pour ajuster le rapport signal sur bruit des détecteurs à une valeur d’environ 20. Les tensions appliquées pour obtenir ces conditions de fonctionnement sont : -3500 V sur le plan de dérive et -400 V sur les cathodes. La figure 4.6 montre les signaux et les rapports S/N des deux types de chambres à tensions nominales. Le niveau de bruit des pistes est un peu plus élevé pour les détecteurs produits par IBM qui ont des pistes plus longues et plus larges (tableau 4.1).

Le suivi du courant des cathodes, à court et long terme, a permis de vérifier que le gain des SGC est stable (figure 4.7). Aucun effet de polarisation ou de charge du substrat n’a été observé. Le courant total de chaque détecteur est la somme des courants ioniques du plan de dérive (I_D) et des cathodes (I_K), où I_D représente 3/4 du courant total dans le cas d’un champ de dérive de 10 kV.cm^{-1} . Le gain issu de la mesure des courants est calculé comme suit :

$$G = \frac{I_{total}}{1.6 \times 10^{-19} \times n_T \times \phi \times S} \quad (4.1)$$

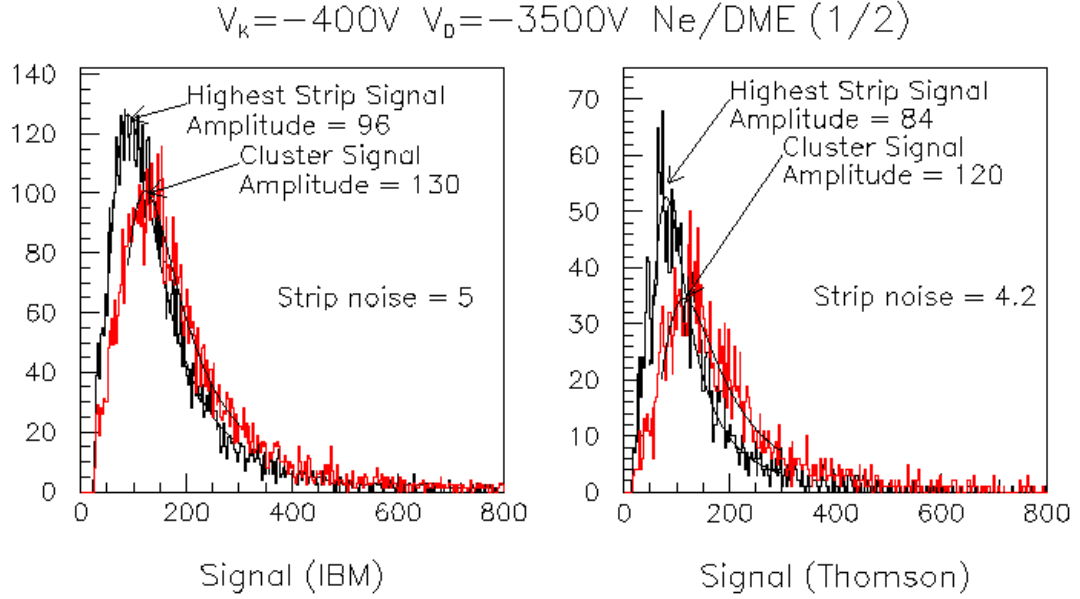


Figure 4.6: Signaux de l'amas et de la piste la plus haute pour les détecteurs IBM (gauche) et Thomson (droite).

où :

- n_T est le nombre d'électrons produits par un MIP : $n_T = 36$ pour 3 mm de Ne/DME (1/2) [25],
- ϕ est le flux mesuré,
- S est la surface du détecteur en mm^2 .

Dans les conditions de fonctionnement précitées, le gain est de 1300 ± 400 avec une incertitude due à l'estimation du flux à haute intensité ($\simeq 6 \text{ kHz} \cdot mm^{-2}$).

A partir de la calibration de l'électronique de lecture ENC et du rapport S/N mesuré, le gain peut être exprimé par la formule :

$$G = \frac{S/N \times ENC}{n_p} \times \frac{1.7}{0.66 \times 0.7} \quad (4.2)$$

où :

- $n_p = 36 \text{ e}^-$ primaires,
- le rapport entre le S/N *piste la plus haute* et le S/N *amas* = 0.7, pour considérer tout le signal (section 4.3.1),
- le rapport entre le maximum de probabilité, qui donne le S/N, et la moyenne de la distribution de Landau = 1.7,

- le déficit balistique = 0.66, qui introduit une perte en amplitude du signal [14] due à la convolution en temps des électrons sur 3 mm.

A $S/N = 20$, le gain estimé avec le signal mesuré sur les anodes est alors de 1450 ± 300 , ce qui est compatible avec le résultat précédent.

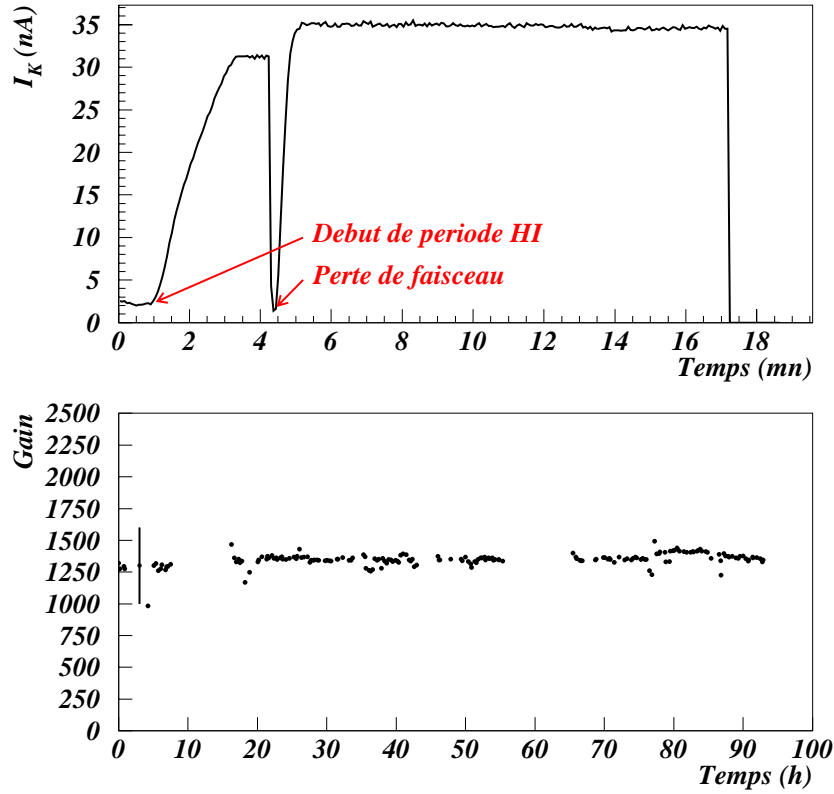


Figure 4.7: Stabilité du gain issu des mesures de courants à haute intensité.

4.5 Effets des radiations

Les détecteurs ont fonctionné pendant 7 jours à la tension nominale. Durant cette période, des décharges ont été observées avec une charge moyenne de 17.5 nC (figure 4.8). Les cathodes étant groupées par 8, la capacité du groupe est donc de 44 pF, ce qui donne une capacité anode-cathode de 1 pF.cm^{-1} . Cette capacité est en accord avec celle déduite du bruit de lecture observé de 700 e^- avec $700 \text{ e}^- = 400 + 40 \text{ pF/cm}$. Cette mesure confirme donc que les décharges observées

correspondent à la décharge des pistes et non à la charge beaucoup plus faible libérée par un HIP.

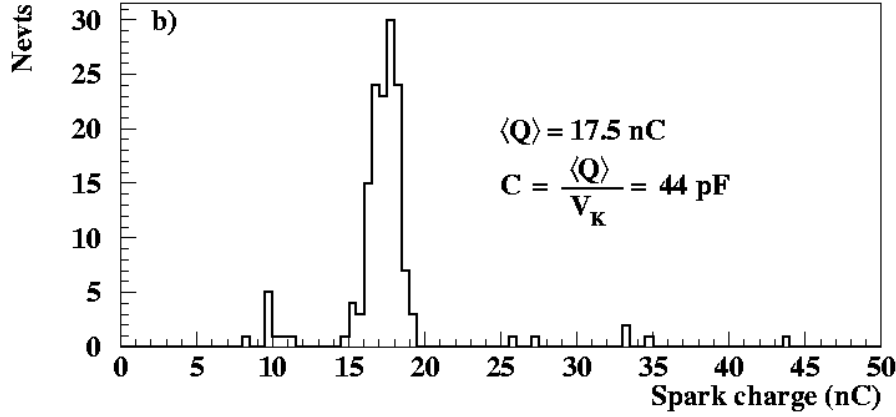


Figure 4.8: Distribution de la charge des décharges.

A l'issue des 7 premiers jours à haute intensité, les détecteurs n'ont perdu aucune piste (tableau 4.2). En considérant la zone active couverte et ce temps d'exposition, la mesure est compatible avec une perte inférieure à 8 % des pistes, pour une chambre de 256 pistes de 12.5 cm de long, après 500 jours d'exposition à haute luminosité au LHC.

	Nombre de pistes	Temps (h) à H.I.	Coupures
IBM3	256	142	0
IBM1	256	187	0
TTE1	2×128	160	0
TTE2	2×128	184	0
TTE3	2×128	192	0
TTE4	128	135	0
TTE5	2×128	135	0
TTE6	2×128	160	0
TTE7	128	135	0

Tableau 4.2: Résumé des pistes perdues à tension nominale.

A la suite de cette période de fonctionnement sans dommage, un balayage en tension de cathode a amené les détecteurs à des gains et des taux de décharges plus élevés.

Nous avons ainsi pu accessoirement vérifier que l'évolution du gain des nouvelles chambres Thomson en fonction de la tension de cathode suivait la même loi expo-

nentielle que les détecteurs IBM lors des premiers tests au PSI [18]. La figure 4.9 montre la variation en $e^{-0.022V_K}$ du gain, obtenue à partir des mesures des courants.

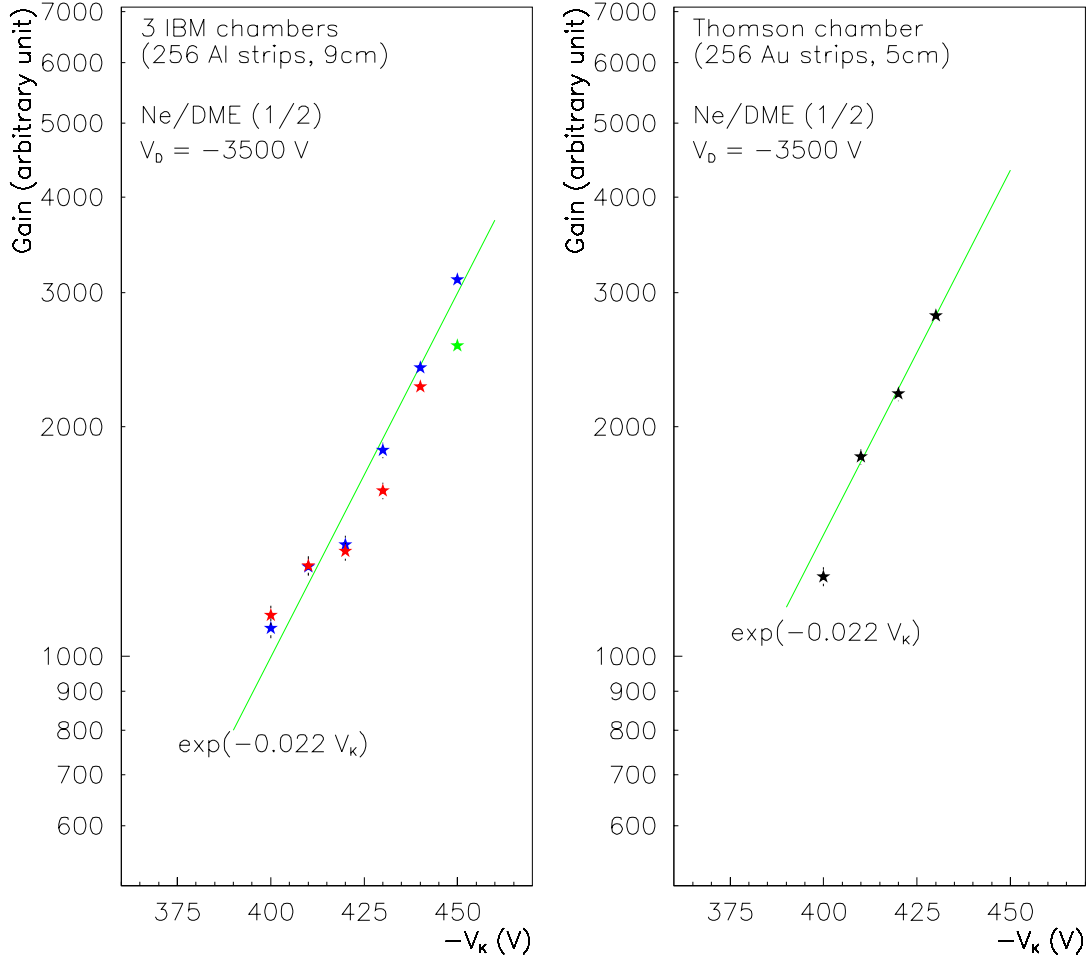


Figure 4.9: Variation du gain en fonction des tensions de cathode pour les détecteurs IBM et Thomson.

Dans le même temps, la mesure du taux de décharges pour chaque chambre, normalisé à la longueur des pistes, a montré une augmentation exponentielle moyenne d'un facteur 7 tous les 10 volts (figure 4.10). Le nombre plus important de substrats Thomson a permis de montrer que la dispersion de ces taux est celle que l'on peut attendre pour une variation des tensions de ± 5 V sur les cathodes.

Durant l'exploration en tension, des coupures de pistes ont été observées. Les

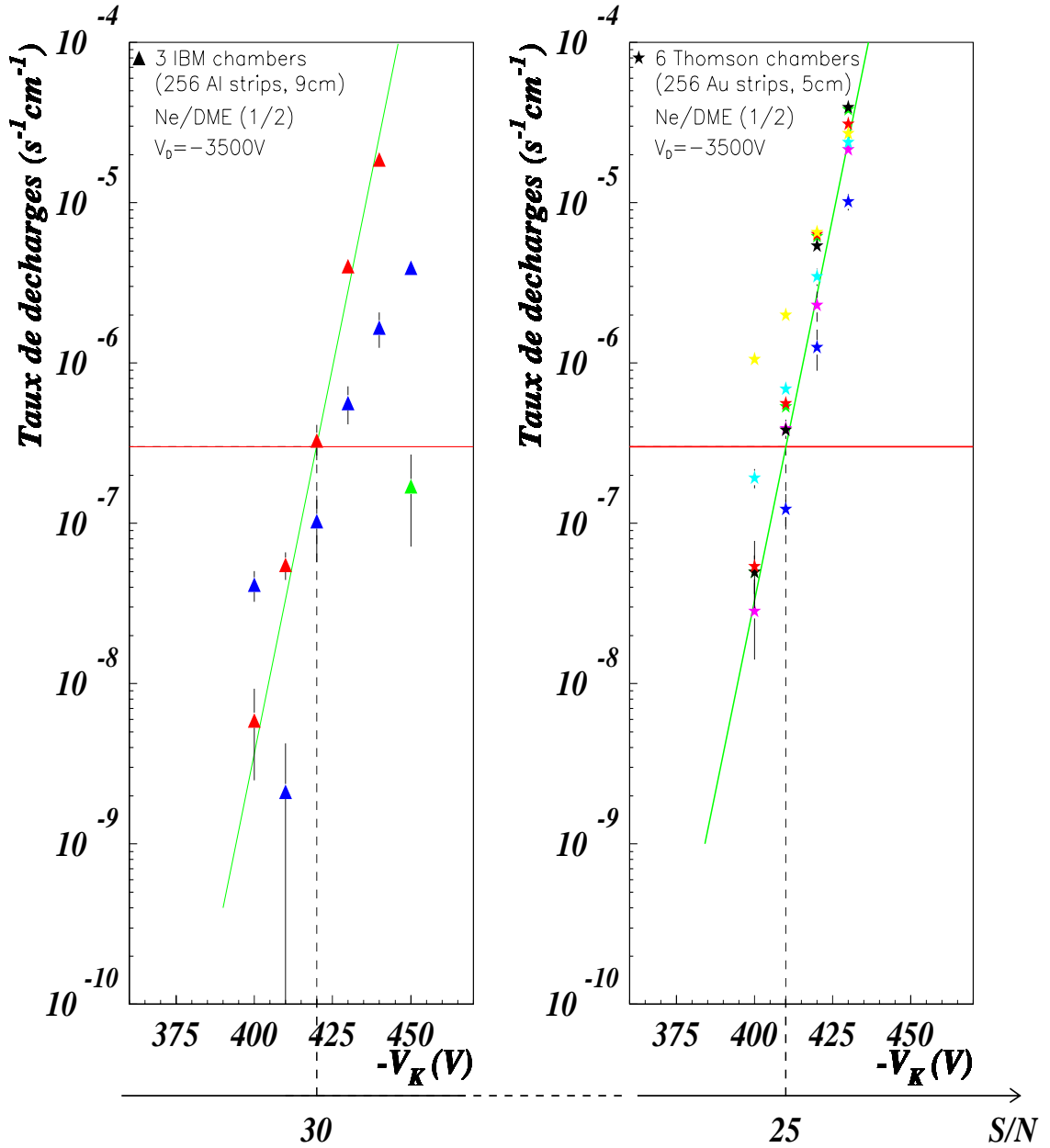


Figure 4.10: Taux de décharges en fonction de la tension de cathode.

taux de décharges plus élevés (facteur 400 à 430 V) ont conduit à une accélération du phénomène de perte de pistes, là où, à une tension plus basse, une mesure directe aurait nécessité un temps trop long par rapport à la période de faisceau accordée. Un résumé du nombre intégré de décharges (N_{sp}) et de pistes coupées (N_{cut}) est présenté dans le tableau 4.3.

Chapitre 4. Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille

	IBM3	IBM1	TTE1	TTE2	TTE3
Temps (h) à H.I	254	316	316	610	610
N_{cut} total	0	0	2	6	4
N_{sp} total	1055	926	2891	8745	20665

	TTE4	TTE5	TTE6	TTE7
Temps (h) à H.I	254	254	371	254
N_{cut} total	2	4	6	2
N_{sp} total	377	1214	2724	539

Tableau 4.3: Résumé des pistes perdues et du nombre de décharges, balayage en tension inclu.

Dans les détecteurs IBM, aucune coupure de piste n'a été observée pour 2000 décharges. Dans les chambres Thomson, 22 pistes coupées ont été répertoriées pour les 12000 premières décharges. Nous avons vu dans le paragraphe 4.1 que la qualité de la gravure IBM était meilleure. Ceci semble être confirmé par le fait, qu'à même gain, les SGC IBM montrent un taux de décharges environ 10 fois moindre que les SGC Thomson (figure 4.10). De plus, aucune piste n'a été perdue en 2000 décharges, en comparaison d'un taux moyen de coupures d'une pour 550 dans les SGC Thomson. Le fait qu'aucune chute du taux de décharges n'ait été observée après la perte des pistes, n'a néanmoins pas permis d'établir clairement si les décharges sont liées uniquement à des défauts localisés dans les chambres ou à un phénomène de décharges intrinsèque aux détecteurs.

Les chambres Thomson 2 et 3, qui ont été exposées plus longtemps, ont ensuite perdu 4 pistes après 25000 décharges supplémentaires. Le taux de pistes perdues a donc decru à une valeur de 1 pour 6000.

Plus précisément, la figure 4.11 montre le nombre intégré de coupures en fonction du nombre de décharges cumulées, enregistrés dans tous les détecteurs Thomson et ramenés à un substrat.

Grâce à cette représentation, on observe une phase de *durcissement* de une à deux coupures par substrat Thomson. Lié à la qualité des substrats, ce phénomène n'est pas apparu pour les SGC IBM, bien qu'elles aient enregistrées un nombre suffisant de décharges pour que le durcissement se déclenche. Cette "cuisson" des détecteurs est suivie à 95% de confiance d'une perte de moins de une piste pour 4000 décharges.

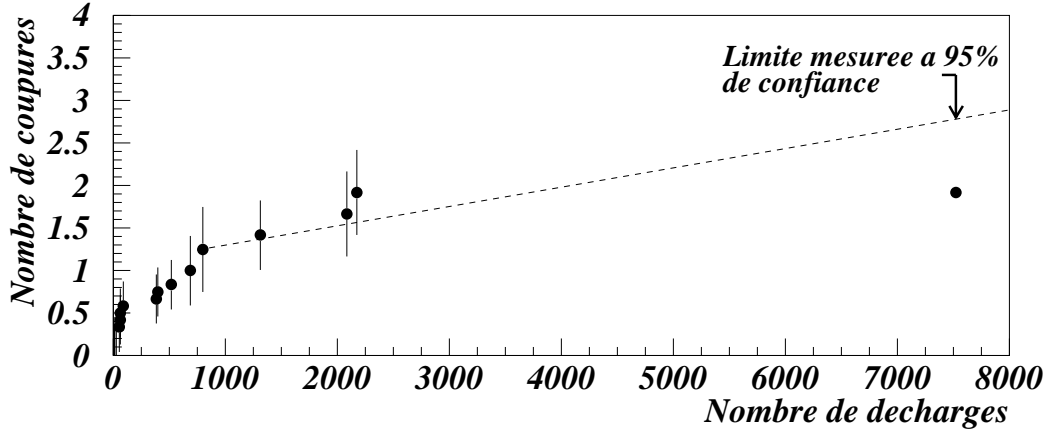


Figure 4.11: Nombre moyen de coupures par substrat Thomson en fonction du nombre moyen de décharges.

4.6 Extrapolation aux conditions de fonctionnement nominales au LHC

Pour permettre au trajectographe de fonctionner à pleine efficacité, les détecteurs gazeux à micropistes ne doivent pas perdre trop de pistes durant le fonctionnement à haute intensité au LHC estimé équivalent à 500 jours. La limite sur le nombre de pistes perdues par les détecteurs prévus pour CMS (512 pistes de 12.5 cm) a ainsi été fixée à 8%. Nous avons estimé le S/N maximum accessible dans ces conditions.

Dans le paragraphe précédent, nous venons de montrer que le taux de décharges suit une loi exponentielle en fonction de la tension de cathode. Nous pouvons donc déterminer le taux de décharges à un gain donné, en prenant en compte l'évolution du gain suivant la tension de cathode (figure 4.9). De là, l'extrapolation à 500 jours LHC des mesures du taux de décharges et du nombre de coupures correspondantes peut être estimée pour un S/N donné.

Une phase de durcissement de 3.6% étant attendue pour une chambre de 512 pistes de 12.5 cm de long, les détecteurs Thomson doivent alors perdre moins de 4.4% de pistes pour ne pas dépasser la limite à 8%. Le taux de décharges maximum acceptable pour remplir la contrainte des 4.4% peut se déterminer de la façon suivante :

$$\frac{dN}{dt.dl} \leq 4.4\% \times \frac{1}{N_{cut}/N_{sp}} \times \frac{1}{t_{LHC}.l_{piste}} \quad (\text{s}^{-1}\text{cm}^{-1})$$

Chapitre 4. Tenue aux radiations des détecteurs SGC de petite taille

où N_{cut} est le nombre de pistes perdues et N_{sp} , le nombre de décharges apparues dans le détecteur.

En utilisant la valeur asymptotique $N_{cut}/N_{sp} = 1/4000$ déterminée plus avant, le taux de décharges correspondant, pour des pistes de 12.5 cm et 500 jours à haute intensité au LHC, est $3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-1}$. De la figure 4.10, on peut voir que ce taux est atteint à une tension de 410 V, soit à $S/N \simeq 25$.

Les chambres IBM n'ayant pas montré de durcissement, le taux de décharges maximum est :

$$\frac{dN}{dt.dl} \leq 8\% \times \frac{1}{N_{cut}/N_{sp}} \times \frac{1}{t_{LHC}.l_{piste}} \quad (\text{s}^{-1}\text{cm}^{-1})$$

Aucune piste n'ayant été perdue, on considère que la mesure est compatible avec une piste perdue pour les 2000 décharges enregistrées. On obtient alors un taux de décharges maximum de $3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-1}$ correspondant à une limite inférieure du rapport S/N d'environ 30.

4.7 Effet de l'intensité du faisceau

Pour les détecteurs Thomson, les taux de décharges ont été mesurés à différentes valeurs de l'intensité du faisceau. La figure 4.12 montre les taux enregistrés, normalisés à celui de la chambre 7, en fonction de l'intensité du faisceau. On observe une croissance linéaire qui confirme la corrélation entre les décharges et les interactions du faisceau avec les matériaux des chambres.

4.8 Augmentation de la tension de dérive et effet du mélange gazeux

Nous avons essayé d'améliorer le gain des détecteurs en augmentant la tension du plan de dérive pour atteindre un régime intermédiaire entre le mode proportionnel et celui des chambres parallèles. Ces mesures ont été effectuées pour différentes proportions de Néon et de DME : 33/67, 40/60, 50/50 et 55/45. La figure 4.13 montre le rapport signal sur bruit en fonction de la tension de dérive.

On observe une augmentation exponentielle du gain suivant la tension de dérive pour les mélanges gazeux à faible proportion en Néon et une augmentation plus forte pour les deux autres.

Dans la limite raisonnable d'une tension de dérive inférieure ou égale à 4000 V, l'accroissement du gain, qui peut être obtenu, est faible et de plus, l'augmentation du pourcentage de Néon a obligé à diminuer la tension de cathode pour éviter les décharges. De même, quelques essais remplaçant le Néon par de l'Argon (qui donne un plus fort gain d'avalanche) ont rapidement montré que cet avantage est perdu par

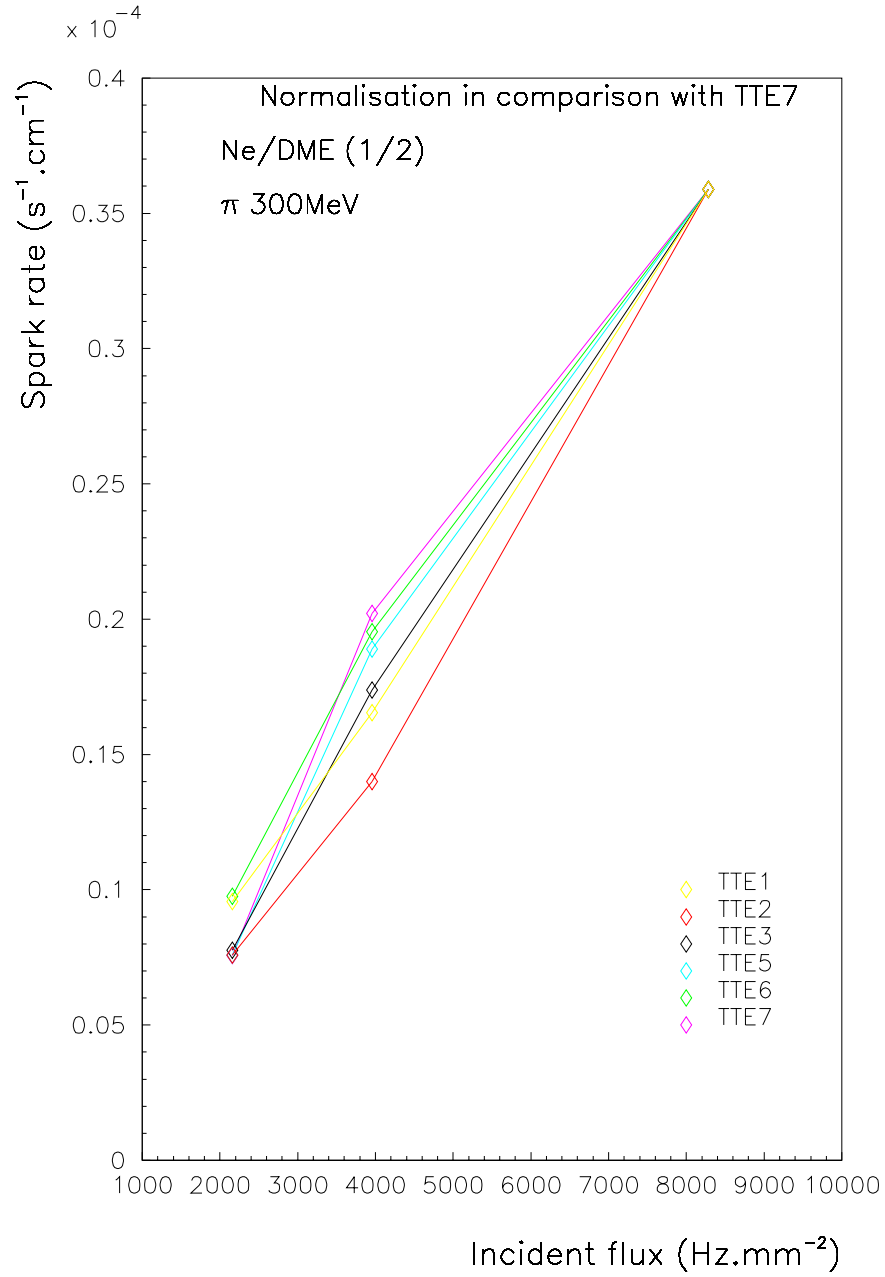


Figure 4.12: Taux de décharges en fonction de l'intensité du faisceau.

la réduction de la tension pour éviter les décharges. Le mélange d'origine (Ne/DME 33%/66%) semble donc un bon compromis entre gain et minimisation du taux de décharges; l'augmentation du champ de dérive n'a que peu d'effet.

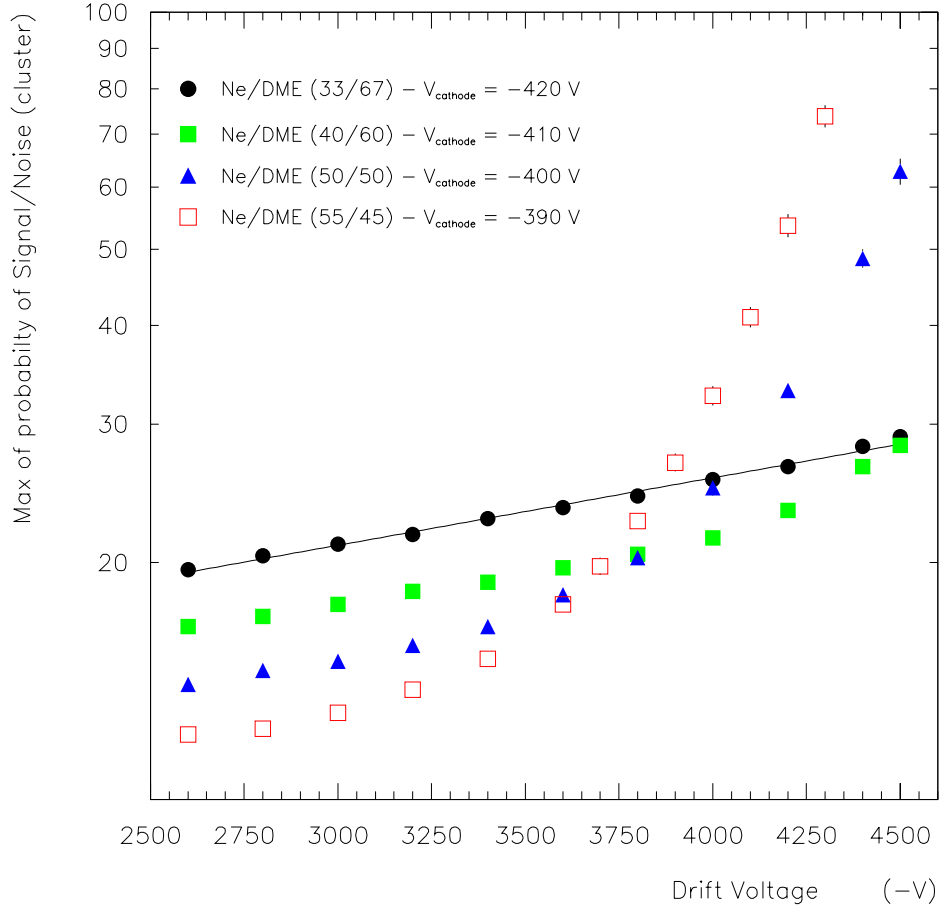


Figure 4.13: Gain relatif en fonction de la tension du plan de dérive pour différents mélange gazeux.

4.9 Conclusion

La capacité des chambres SGC IBM et Thomson, de 9 et 5 cm de long respectivement, à supporter un environnement de HIP du type LHC a été testée au PSI en 1998.

Les détecteurs ont montré un fonctionnement stable à un gain de 1300, équivalent à un S/N d'environ 20 (efficacité de 98% après déconvolution).

Lors de l'exploration en tension, nous avons pu montrer que le taux de décharges croît de façon exponentielle dans les détecteurs d'un facteur 7 tous les 10 volts. Dans le même temps, nous avons observé que la relation entre les coupures de pistes enregistrées et le nombre de décharges mettait en évidence une période de

durcissement des détecteurs Thomson, suivie par une stabilisation. Cette phase de durcissement est probablement liée à la qualité de la gravure des pistes. Elle n'a pas été observée avec les détecteurs IBM.

L'extrapolation de ces résultats, aux conditions de fonctionnement au LHC, indique que les détecteurs peuvent soutenir un environnement de HIP du type LHC pendant 500 jours à un rapport signal sur bruit de 25 pour les SGC Thomson et de 30 pour les SGC IBM. Ces valeurs, qui du fait de la faible statistique étudiée ne sont pas nécessairement les valeurs maximales que l'on peut atteindre, sont à comparer à un S/N de 20 pour une efficacité de 98% en incluant l'effet de la déconvolution du signal.

L'augmentation de la tension de dérive ou la modification des proportions du mélange gazeux n'ont pu apporter d'amélioration du gain, qui aurait permis une plage de fonctionnement plus confortable.

Chapitre 5

Tenue aux radiations des détecteurs SGC+GEM de grande taille

Le chapitre précédent a décrit les résultats obtenus avec des SGC de petite taille. La bonne tenue aux radiations des détecteurs et la présence d'une marge de fonctionnement d'un facteur 1.25, a encouragé le groupe à poursuivre l'étude avec des détecteurs de grande taille.

Pour améliorer les performances des MSGC, en particulier concernant l'effet des HIP, d'autres solutions que la passivation des pistes ont été proposées (Micromegas [26], CAT [27]) parmi lesquelles le GEM (Gas Electron Multiplier) [28]. Celui-ci introduit un étage de préamplification intermédiaire dans l'espace gazeux et permet une baisse des tensions de cathode sans perte de gain. Nous avons adopté ce système pour la réalisation de détecteurs de grande taille, en particulier dans le but de compenser l'effet de l'accroissement du bruit avec des pistes plus longues.

5.1 Description du GEM

Typiquement, un GEM est constitué d'une feuille de kapton de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur métallisée sur ses deux faces par une couche de cuivre ou d'or d'environ $15\ \mu\text{m}$, et perforée de trous espacés régulièrement comme le montre la figure 5.1.

L'application d'une différence de potentiel entre les deux électrodes du GEM crée un champ électrique dont les lignes de champs convergent dans les trous de la grille du GEM. Monté suivant l'exemple du schéma 5.2, le GEM peut être ajouté à une MSGC et servir d'étage de préamplification. Les électrons primaires apparus dans la région de dérive supérieure sont collectés dans les trous du GEM. Grâce au fort champ présent dans ceux-ci ($\simeq 50\ \text{kV.cm}^{-1}$), ils subissent une première amplification avant de converger vers les anodes où ils forment une deuxième avalanche de multiplication.

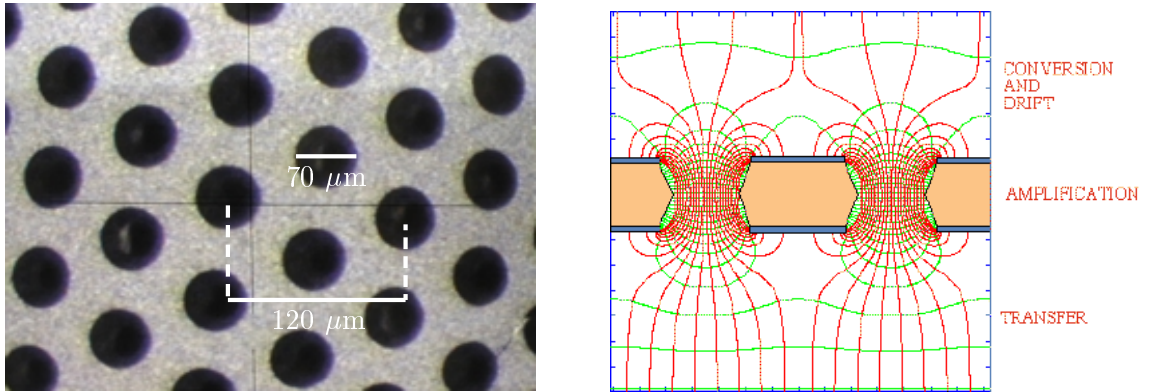


Figure 5.1: Vue d'un GEM et lignes de champ dans les trous.

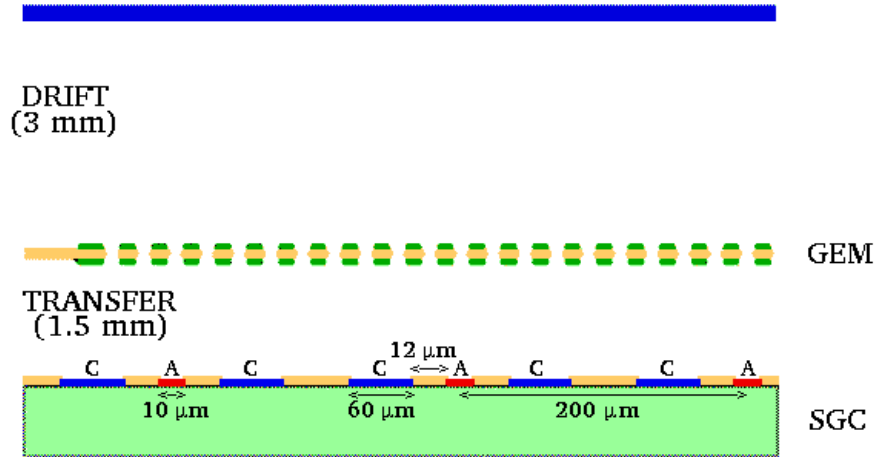


Figure 5.2: Schéma d'une combinaison SGC+GEM.

5.2 Influence de la présence d'un GEM sur le signal

De nombreuses mesures ont été effectuées pour mesurer les performances du GEM, mais aussi les conséquences de l'addition de cet étage de préamplification dans les performances des détecteurs auxquels il est associé.

Il faut d'abord prendre en compte le fait que tous les électrons primaires n'entrent pas dans les trous du GEM de par la diffusion des électrons pendant leur dérive, et aussi du fait que certaines lignes de champ issues de la cathode de dérive aboutissent sur l'électrode supérieure du GEM. La fraction d'électrons entrant dans les trous du GEM est appelée *transparence*. De même, lorsque l'avalanche électronique issue de la préamplification quitte le trou du GEM, une partie des électrons est captée par l'électrode inférieure du GEM et ne participe pas à l'amplification près du substrat. La proportion d'électrons disponible pour une autre amplification est dénommée *ef-*

efficacité de collection. Le signal d'un détecteur, qui dépend du bon transfert des électrons de première ionisation dans le GEM, nécessitera donc une bonne transparence [29, 30]. Pour favoriser la collection des électrons, le champ de transfert E_T ¹ doit être le plus grand possible.

Après réglage des tensions du GEM, il ressort des mesures des références [31] et [32] que la résolution spatiale est de 40 μm pour des traces perpendiculaires, ce qui montre que la présence du GEM n'introduit pas de dégradations détectables dans la résolution intrinsèque des MSGC. Elle pourrait même être améliorée du fait de l'augmentation du signal et donc de la taille des amas, plus grande d'environ 20% que celle observée dans une MSGC simple [32].

Enfin les tests en présence d'un champ magnétique ont montré que l'angle de Lorentz est d'environ 5° par Tesla, ce qui est un degré plus grand que sans préamplification. Ceci est dû à un parcours plus long des électrons, mais ne modifie pas les performances des MSGC.

5.3 Premiers résultats au PSI

Pour tester la faisabilité d'une solution comprenant une double amplification, deux SGC IBM de petite taille ont été ouvertes et équipées d'un GEM lors des tests au PSI de décembre 1998. L'espace de dérive de 3 mm a été conservé pour les deux détecteurs tandis que l'espace de transfert était fixé à 1 mm pour une chambre et à 3 mm pour l'autre.

Pour permettre une bonne transparence, les deux chambres ont opéré avec un champ de dérive E_D ² approximativement égal au champ de transfert. Comme la tension de dérive était limitée à -3500 V pour les deux chambres, pour fonctionner à des tensions de cathode et ΔV_{GEM} raisonnables de -400 V et -350 V respectivement, les champs E_T et E_D étaient de 7 kV.cm⁻¹ pour l'espace de transfert de 1 mm ($V_{GEM_{inf}} = -1100$ V et $V_{GEM_{sup}} = -1450$ V) et de 4.5 kV.cm⁻¹ pour l'autre ($V_{GEM_{inf}} = -1800$ V et $V_{GEM_{sup}} = -2150$ V).

Deux explorations en tension ont été effectuées à haute intensité pour mesurer la variation du gain en fonction de la tension de cathode et de la tension du GEM. L'une a été effectuée à $\Delta V_{GEM} = -350$ V. On retrouve l'évolution exponentielle du gain en fonction de la tension de cathode indépendamment de la taille de l'espace de transfert (figure 5.3). À $V_K = -400$ V et $\Delta V_{GEM} = -350$ V, le gain est 10 fois plus élevé que sans GEM (figure 4.9 section 4.5). Le balayage en tension de GEM, à $V_K = -350$ V, a permis de montrer que le gain suit une loi exponentielle de pente 0.018. La tension de cathode peut être baissée jusqu'à -350 V et, compensée par une augmentation équivalente sur le GEM, la SGC peut atteindre un gain égal à celui obtenu à $V_K = -400$ V et $\Delta V_{GEM} = -350$ V.

¹ $E_T = \frac{V_{GEM_{inf}} - V_{Cathode}}{d_1}$ où $d_1 = d(\text{cathode}, \text{GEM})$

² $E_D = \frac{V_{Dérive} - V_{GEM_{sup}}}{d_2}$ où $d_2 = d(\text{dérive}, \text{GEM})$

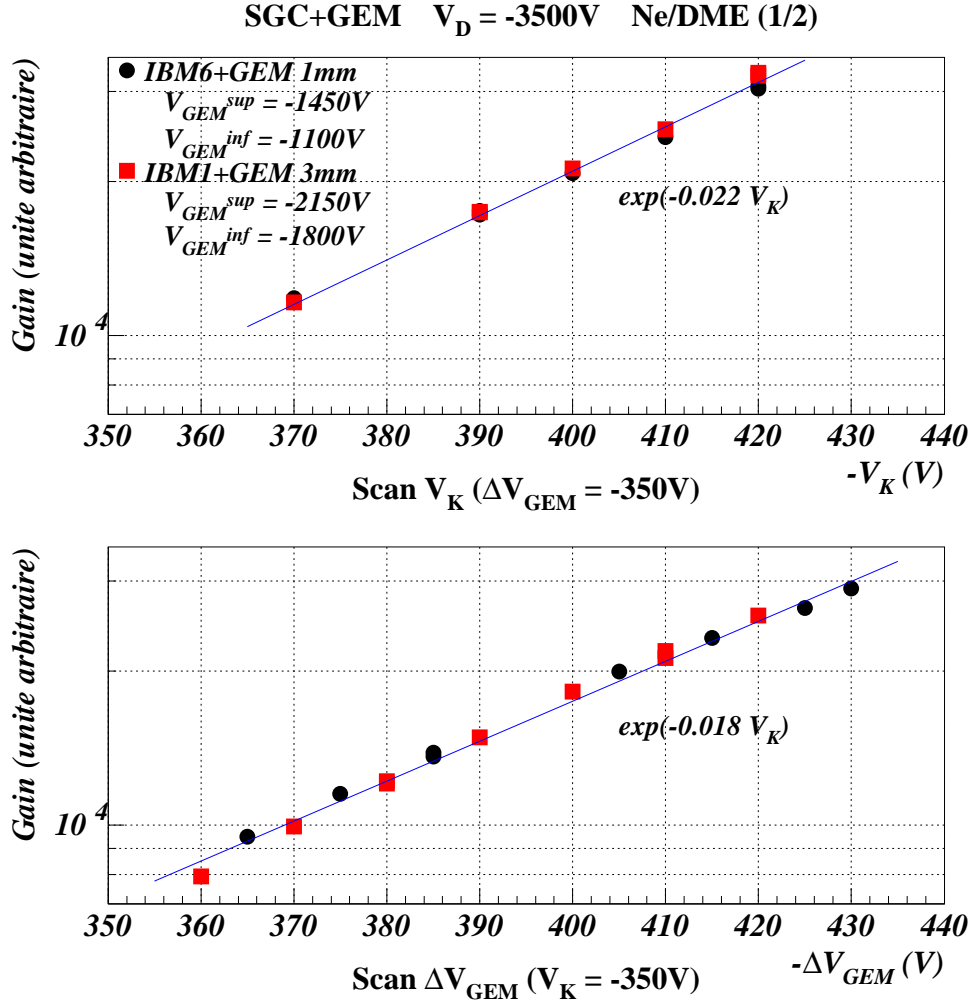


Figure 5.3: Evolution du gain en fonction des tensions de cathode et de GEM.

Durant les deux balayages, très peu de décharges ont été enregistrées. La figure 5.4 représente le taux de décharges mesuré en fonction de la tension de cathode à $\Delta V_{GEM} = -350$ V. Les taux de décharges obtenus avec les détecteurs associés à un GEM sont 4 fois moins élevés à même S/N. La limite à 8% de pistes perdues en 500 jours LHC, pour les chambres simples, a été reportée sur la figure 5.4. Elle indique qu'un rapport S/N de l'ordre de 60 pourrait être atteint sans dommage.

Ce test, de deux détecteurs équipés d'un GEM, a permis de montrer l'efficacité de la double amplification bien que la durée insuffisante n'ait pas permis de quantifier définitivement l'amélioration sur la limite du S/N.

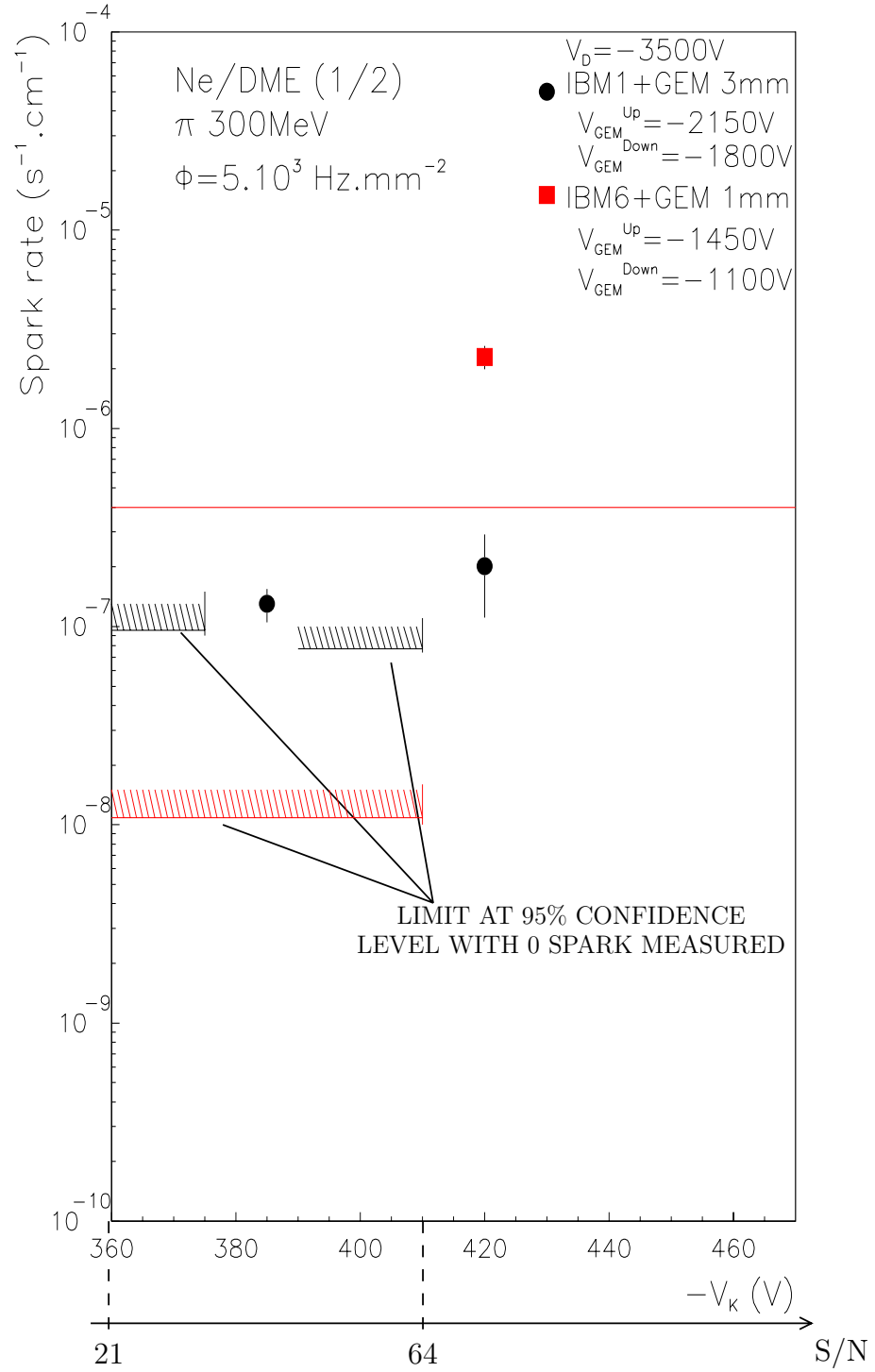


Figure 5.4: Taux de décharges mesurés pour deux SGC associées à un GEM.

5.4 Caractéristiques géométriques des SGC de grande taille

La société IBM ne souhaitant pas produire des détecteurs avec des substrats en verre et des pistes en or, les SGC de grande taille ont été fabriquées par Thomson. Les chambres étaient constituées d'un substrat de verre sur lequel 512 pistes d'or de 14 cm de long et de $1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur étaient gravées. Contrairement aux SGC précédentes de forme rectangulaire, le schéma des pistes était de forme trapézoïdale comme prévu pour les détecteurs des bouchons du trajectographe de CMS (figure 5.5). Le pas du réseau de pistes variait de $200\text{ }\mu\text{m}$ à $250\text{ }\mu\text{m}$ le long des pistes. La passivation des pistes était réalisée avec du BCB³.

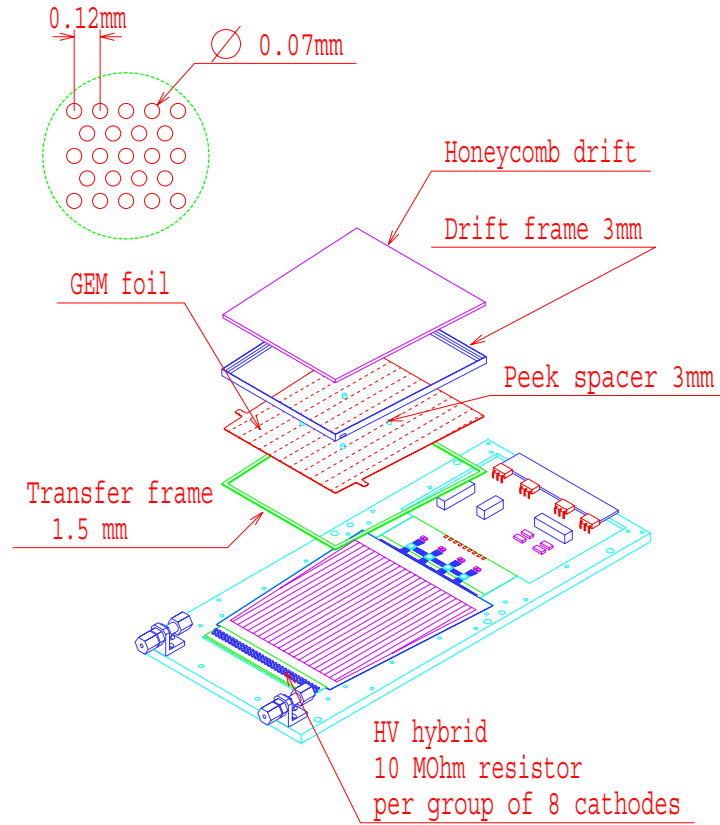


Figure 5.5: Schéma éclaté d'une SGC+GEM.

³Benzo-Cyclo Buthène

5.5 Performances des SGC de grande taille : résultats des premiers prototypes

Thomson a fourni douze premiers substrats. Au cours de leur test à l'usine, il est apparu un taux de courts-circuits trop élevé qui représentait environ 10% des pistes. La société Thomson a eu recours à un traitement au laser pour abaisser ce taux à 4%.

Le GEM était placé à 1 mm au-dessus du substrat et définissait un espace de dérive de 3 mm. Pour améliorer la stabilité mécanique et éviter une flexion du GEM par effet électrostatique, quatre plots isolants en PEEK⁴ de 3 mm de diamètre étaient collés autour du centre de la chambre entre le plan de dérive et l'électrode supérieure du GEM (figure 5.5).

5.5.1 Courts-circuits

La montée en tension des chambres au laboratoire a mis en évidence des défauts supplémentaires qui ont porté la proportion de voies mortes à 6%. Les défauts apparaissaient sous la forme de courts-circuits entre anode et cathode. Les courts-circuits ont été identifiés (figure 5.6) en faisant varier la tension appliquée aux cathodes : lorsque cette tension est nulle, le bruit de la piste en court-circuit est plus important, et lorsque la tension augmente, ce bruit diminue et devient inférieur au bruit d'une piste normale. Les courts-circuits ont été enlevés en déconnectant l'anode mise en cause de l'électronique de lecture.

5.5.2 Résultats des mesures au PSI

Malgré la qualité encore limitée de ces premiers grands substrats, il a été décidé de tester les détecteurs sous le faisceau de pions du PSI en septembre 1999 dans les conditions décrites dans le paragraphe 4.2.

Décharges GEM

Un problème supplémentaire s'est présenté lors de la mise sous faisceau à haute intensité des détecteurs : des décharges entre l'électrode inférieure du GEM et les cathodes sont apparues (figure 5.7), alors que le champ de dérive était de 4.5 kV.cm^{-1} et que le champ de transfert de 5 kV.cm^{-1} n'était pas très élevé. A l'issue de divers essais de champs de transfert et de dérive, le taux de décharges GEM a été réduit en égalisant les deux champs de transfert et de dérive à 5 kV.cm^{-1} . Sur la figure 5.8, on peut voir l'effet du réglage des champs de transfert et de dérive, qui a permis de diminuer le nombre de décharges GEM sur certaines chambres.

⁴Poly-Ether-Ether-Ketone

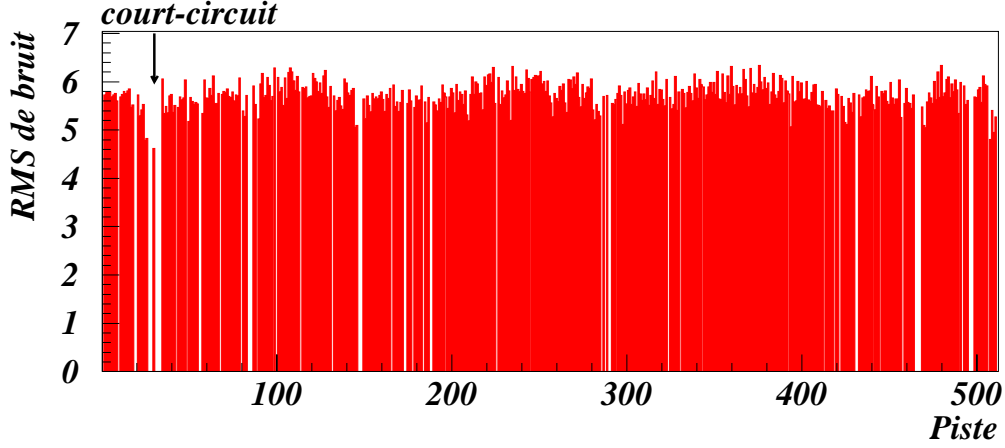


Figure 5.6: Profil de chambre présentant un court-circuit.

Stabilité du gain

Les détecteurs ont été exposés pendant 15 jours à haute intensité aux tensions suivantes : $V_K = -360$ V, $V_{GEM_{inf}} = -860$ V, $V_{GEM_{sup}} = -1220$ V et $V_D = -2720$ V. A ces tensions, le rapport S/N est de 24 environ et il est resté stable durant toute la prise de données comme le montre la figure 5.9.

Nous avons aussi vérifié cette stabilité à partir de la mesure des courants totaux. La figure 5.10 montre un effet de diminution de 10% du gain au démarrage du faisceau probablement lié à la présence du GEM et non observé dans le rapport S/N.

Perte de piste et décharges

Les décharges lors de l'exposition au PSI ont entraîné des courts-circuits plutôt que des coupures comme observé avec les détecteurs de petite taille. Le taux de décharges mesuré était d'environ $5 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, 90% d'entre elles étant des décharges GEM.

Onze pistes ont été perdues sur les 11 détecteurs présents lors des 15 jours à $S/N = 24$. Cela représente 0.2% des pistes irradiées, soit 7% de pistes en 500 jours équivalents LHC, ce qui est compatible avec la limite demandée.

Efficacité

L'efficacité des détecteurs de grande taille associés à un GEM a été mesurée lors de ce test. Une efficacité de 98% est atteinte pour une valeur du rapport du signal

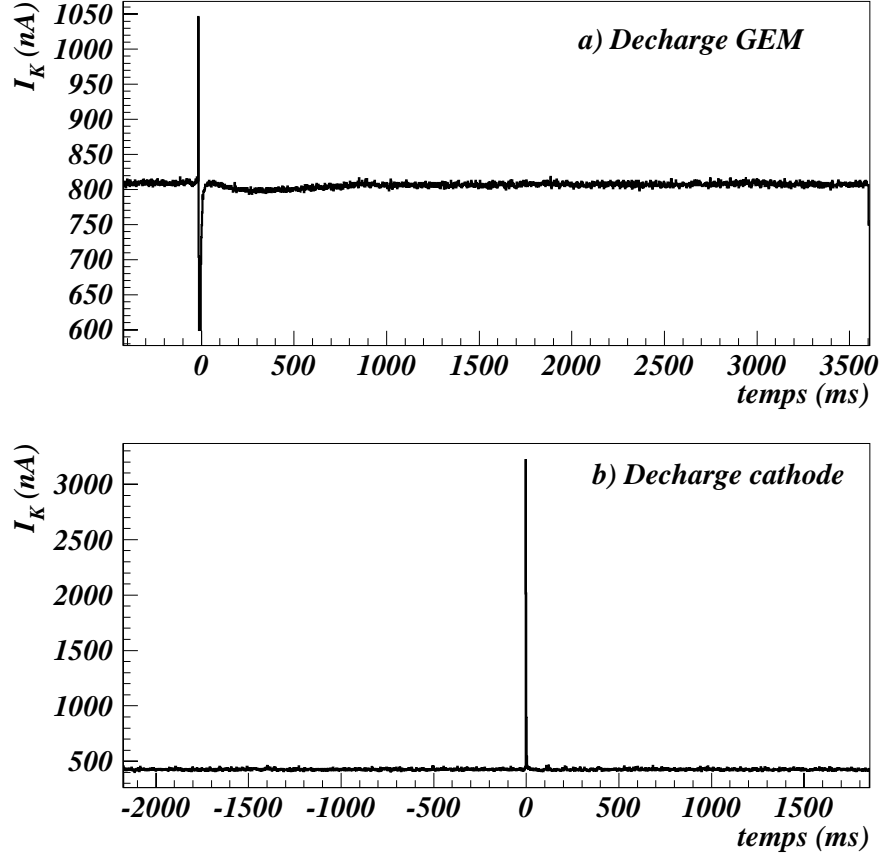


Figure 5.7: Identification des décharges GEM et cathode à partir du courant de cathode.

de la piste la plus haute sur le bruit de 12 (figure 5.11). Cette légère variation du début du plateau d'efficacité est due à l'insertion du GEM qui entraîne un effet de transparence et provoque ainsi une diminution du nombre d'électrons primaires. Il en résulte un léger élargissement de la distribution de Landau du signal. Si l'on tient compte pour CMS d'une déconvolution, il faut donc un rapport S/N de 24 pour une valeur nominale au LHC. Le réglage choisi était donc correct.

Conclusion

Les détecteurs de grande taille associés à un GEM semble avoir un bon comportement dans le temps. Cependant la qualité du substrat doit être améliorée pour éviter notamment un prétraitement au laser des courts-circuits. Le problème des décharges entre l'électrode inférieure du GEM et les cathodes peut être diminué en fixant les champs E_D et E_T à 5 kV.cm^{-1} . Une augmentation de l'espace de trans-

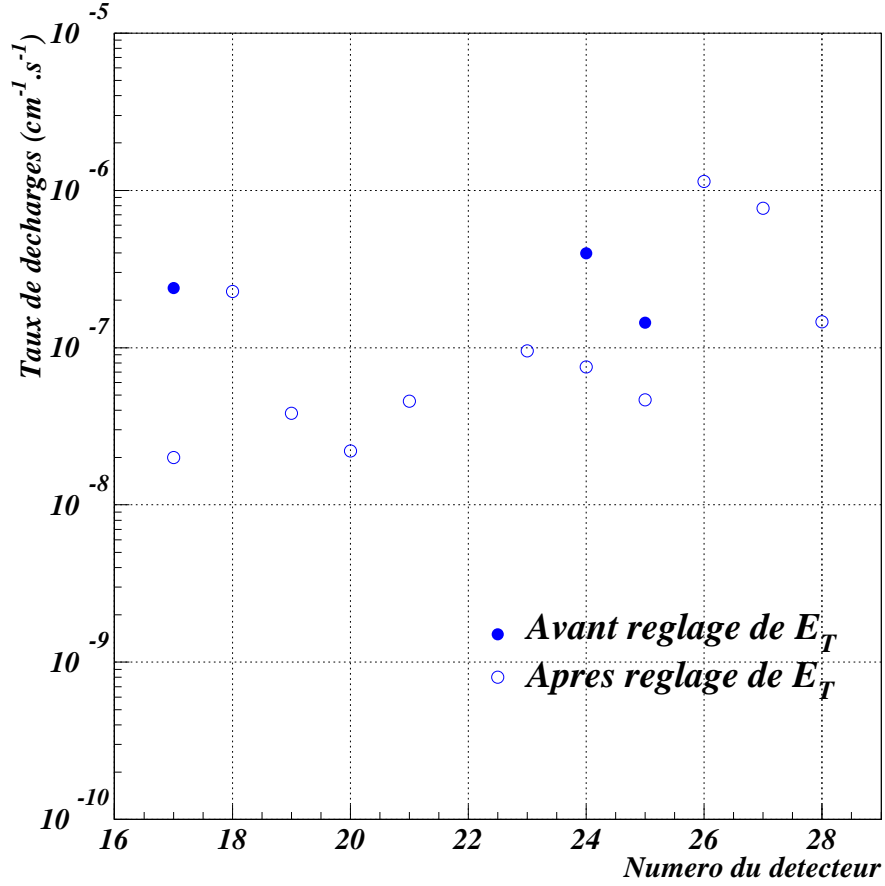


Figure 5.8: Taux de décharges enregistrés dans les détecteurs avant le balayage en tension.

fert pourrait aussi prévenir l'apparition de ces décharges. La présence des décharges GEM n'a pas permis de conclure si les courts-circuits observés lors de l'exposition au faisceau étaient liés à ce type de décharge ou aux décharges des cathodes observées avec les détecteurs précédents.

5.6 Deuxième série de détecteurs

5.6.1 Qualité des substrats

Une deuxième série de 8 détecteurs de grande taille a été réalisée par la société Thomson en apportant des corrections à la configuration précédente. L'épaisseur des pistes a été portée à $2.5 \mu\text{m}$ pour essayer de renforcer la résistance des pistes

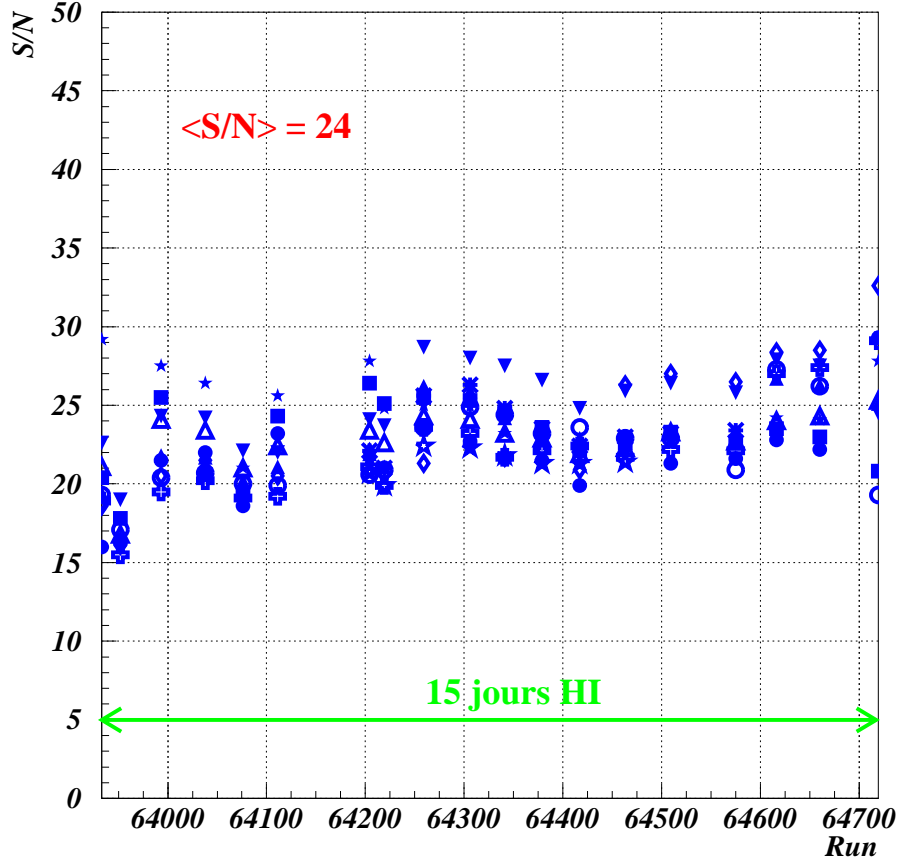


Figure 5.9: Stabilité du rapport signal sur bruit durant la haute intensité à PSI.

face aux décharges et éviter l'apparition de courts-circuits. La passivation des pistes a pu être améliorée. De plus, pour réduire les décharges entre le GEM et les pistes, l'espace de transfert a été augmenté de 1 à 1.5 mm. Par ailleurs, une métallisation des pistes utilisant une base de cuivre et une amélioration des conditions de salle propre, ont permis d'améliorer la qualité de gravure et d'obtenir des détecteurs avec 3.7% de courts-circuits à l'origine. Ils n'ont pas été traités au laser.

5.6.2 Conditionnement des chambres

Pour éviter l'effet de durcissement observé au début de l'exposition des SGC de petite taille au PSI, une montée en tension plus sévère des détecteurs de grande taille a été préalablement effectuée au laboratoire avec le mélange gazeux habituel. Les tensions de cathodes et de GEM ont été élevées progressivement jusqu'à atteindre

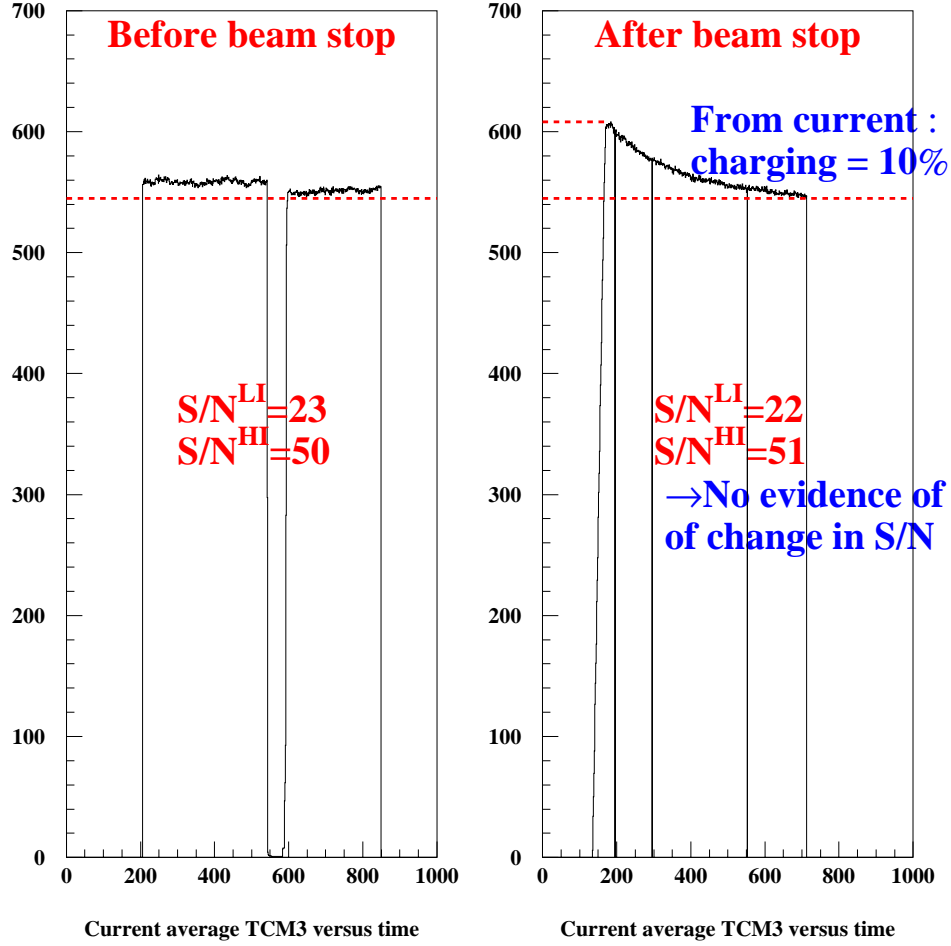


Figure 5.10: Effet de charge du GEM.

la tension limite de fonctionnement des cathodes de -500 V et un ΔV_{GEM} de -450 V bien au-delà de sa valeur nominale.

Au cours de cette procédure, les défauts sont survenus sous forme de courts-circuits, comme pour la première série des SGC de grande taille. La limite de tension a été déterminée par l'apparition très rapide de courts-circuits après la mise en tension et pour quelques décharges seulement. Durant ce conditionnement, environ 1% de défauts supplémentaires ont été mis en évidence, portant le taux de voies mortes à 5%. La figure 5.12 montre que la perte d'efficacité qu'il en résulte est inférieure à 1%, le signal étant collecté par les anodes voisines de l'anode déconnectée.

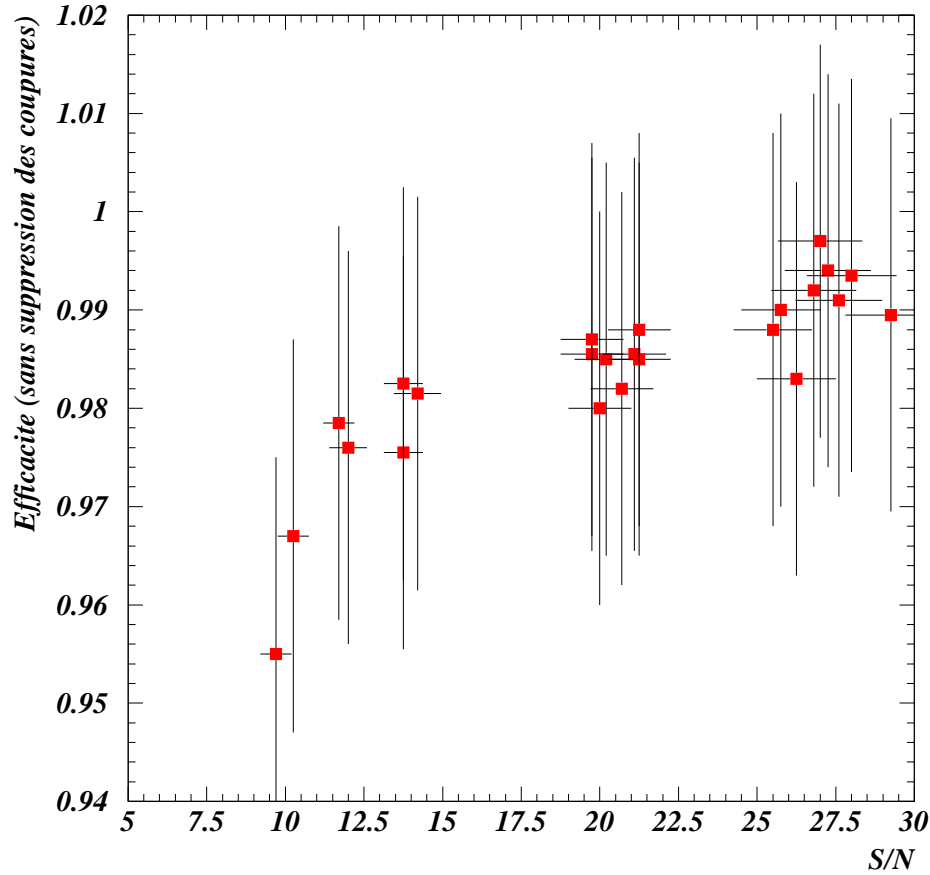


Figure 5.11: Efficacité d'une SGC de grande taille associée à un GEM.

5.6.3 Bruit de l'électronique et capacité des pistes

En mesurant le bruit de l'électronique de lecture, sans détecteurs connectés, on trouve une valeur du terme constant du bruit d'environ 400 e^- . Le détecteur connecté, le bruit est de 970 e^- . On obtient alors, d'après la relation de la charge équivalente du bruit $400 + 40\text{ e}^-/\text{pF}$, une capacité de 1 pF par centimètre de piste.

5.6.4 Effets des radiations

Réglage du GEM

La transparence d'une MSGC associée à un GEM est meilleure pour un rapport E_T/E_D supérieur à un. Cependant le champ de transfert ne doit pas être trop élevé pour limiter les phénomènes de décharges entre les cathodes et l'électrode

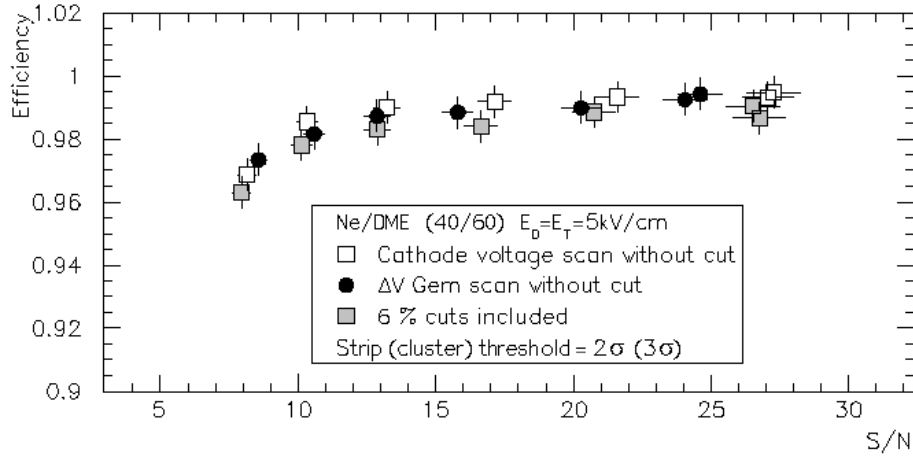


Figure 5.12: Efficacité de détection d'une SGC+GEM en fonction du rapport signal sur bruit.

inférieure du GEM, observés précédemment. Par ailleurs, le champ de dérive doit être suffisamment élevé pour que la vitesse de dérive des électrons primaires soit saturée. Un compromis doit donc être trouvé entre les différents critères de réglage.

A l'aide d'une source ^{90}Sr de 3×10^7 Bq, nous avons mesuré l'amplitude du signal d'une SGC+GEM en fonction du temps d'échantillonnage. Les mesures ont été effectuées à V_K et ΔV_{GEM} fixées à -360 V. Lorsque le champ de dérive augmente, à champ de transfert constant, le signal diminue puisque la transparence est dégradée. Par contre, la collection des électrons est plus rapide et donc le maximum des courbes de retard est décalé dans le temps ($= 5 \text{ ns/kV}$ supplémentaires). La transparence est maximale pour un champ de dérive de 5 kV.cm^{-1} et un champ de transfert de 6 kV.cm^{-1} (figure 5.13).

Cette mesure confirme l'augmentation du gain pour un rapport E_T/E_D supérieur à un. Cependant en considérant les résultats obtenus avec la première série de SGC de grande taille, un bon compromis, entre transparence et vitesse de dérive, semble être atteint lorsque les deux champs sont égaux.

Stabilité

Entre octobre 1999 et avril 2000, les chambres ont été exposées au PSI pendant 22 jours à tensions de cathode et de GEM égales : $V_K = \Delta V_{GEM} = -360 \text{ V}$. Les champs de transfert et de dérive ont été fixés à 5 kV.cm^{-1} en appliquant les tensions suivantes : $V_{GEM_{inf}} = -1110 \text{ V}$, $V_{GEM_{sup}} = -1470 \text{ V}$ et $V_D = -2970 \text{ V}$. A ces tensions, le rapport S/N était de 30. En considérant le bruit de 970 e^- , on obtient, à l'aide de la formule 4.2 page 47, un gain de 2970 ± 300 .

Durant les 22 jours, le gain, enregistré à haute intensité grâce aux mesures

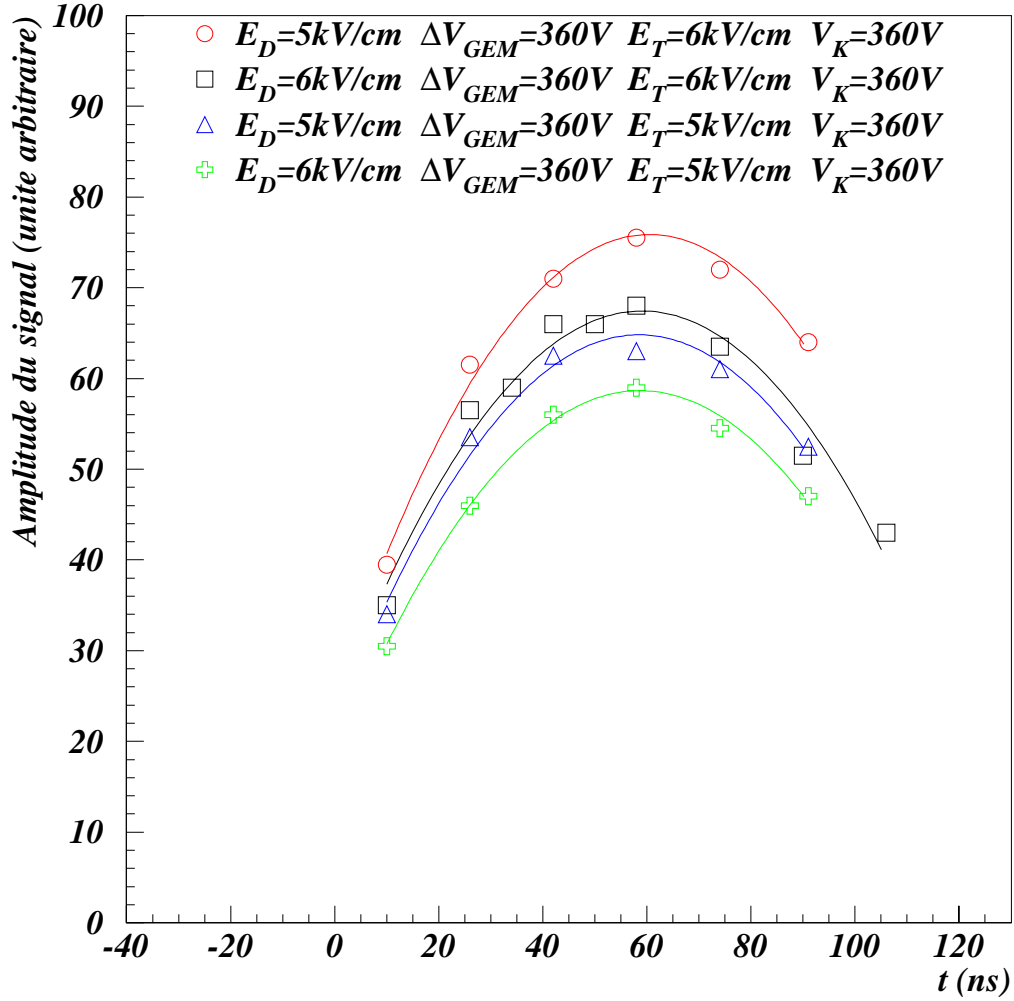


Figure 5.13: *Forme du signal moyen pour différentes valeurs des champs de dérive et de transfert.*

de courants (formule 4.1 page 46), est resté stable à une valeur de 2800 ± 300 (figure 5.14), cohérente avec la valeur calculée précédemment.

En 22 jours, aucune décharge entre les cathodes et l'électrode inférieure du GEM n'a été enregistrée. La faible augmentation, de l'intervalle entre le GEM et le substrat, de 0.5 mm a suffi pour éviter les décharges observées avec le lot de SGC précédent, même si la tension appliquée sur l'électrode inférieure a été augmentée de 250 V. Par crainte d'endommager les chambres, aucune tentative d'augmentation du champ de transfert n'a été effectuée.

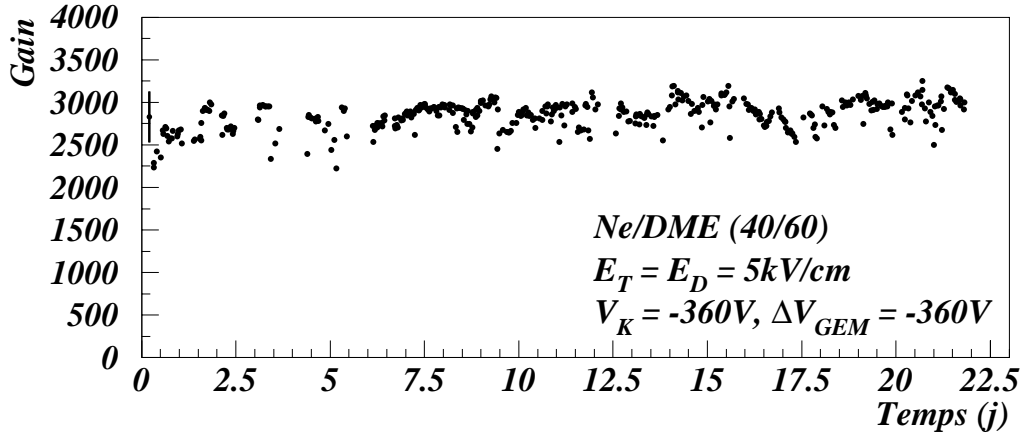


Figure 5.14: Stabilité du gain mesuré durant la haute intensité au PSI.

Charge des décharges

La charge moyenne des décharges mesurées (tableau 5.1 et figure 5.15) est d'environ 36 nC. Elle correspond à une capacité par piste de 1 pF/cm, qui est compatible avec la valeur déjà évaluée par la mesure du bruit de l'électronique de lecture (section 5.6).

	TCM21	TCM23	TCM24	TCM25
Temps à H.I. (h)	573	573	522	522
N_{sp}	301	169	161	176
Charge (nC)	35.5	38.5	35	39
N_{cut}	0	0	0	0

	TCM26	TCM27	TCM28	TCM29
Temps à H.I. (h)	479	479	479	479
N_{sp}	212	234	519	638
Charge (nC)	39	35.5	31	21
N_{cut}	0	1	0	0

Tableau 5.1: Résumé du nombre de pistes perdues, du nombre de décharges et de leurs charges observées au PSI avant les balayages en tension.

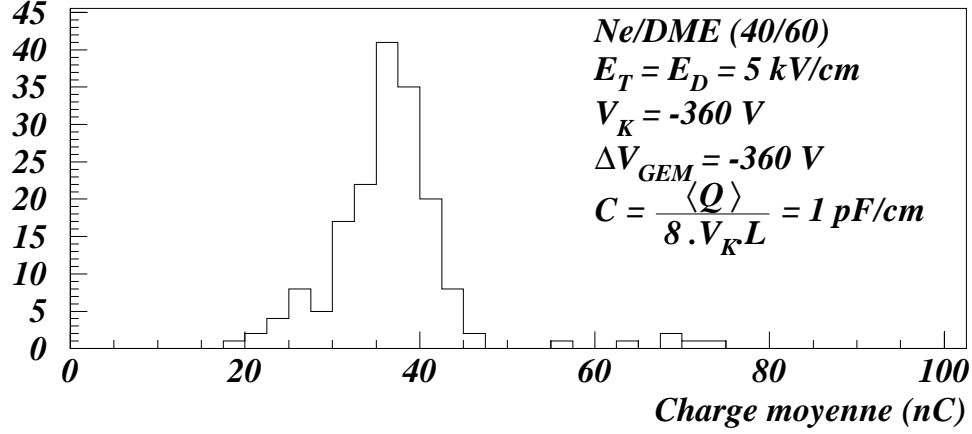


Figure 5.15: *Distribution en charge des décharges.*

Taux de décharges

Le taux de décharges correspondant était égale à $2 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-1}$, soit 1000 fois moins que le taux observé pour les SGC sans GEM à même gain. Ainsi grâce à la présence de la double amplification, les détecteurs ont pu atteindre un rapport S/N signal sur bruit de 30 (1.5 fois la valeur du début du plateau d'efficacité) avec des tensions de cathode et un taux de décharges beaucoup plus faibles.

Dommages liés aux décharges

Comme lors du conditionnement des chambres, la perte d'une piste lors de l'exposition se manifeste par l'apparition d'un court-circuit. Les cathodes sont arrangées par groupe de 8 et chaque groupe est connecté à la haute tension au travers d'une résistance de $10 \text{ M}\Omega$, qui permet, en cas de court-circuit, de maintenir la tension sur les autres groupes de cathodes (le courant demeure en-dessous de la valeur de courant maximale délivrable par l'alimentation en tension). Le nombre de pistes inefficaces est néanmoins de 8 pour chaque court-circuit. L'allongement des pistes a pour conséquence une augmentation de la capacité des pistes de 5 pF (pour 5 cm) à 14 pF . C'est probablement la raison de l'apparition des courts-circuits provoqués par les décharges à la place des coupures observées pour les SGC de petite taille. Au niveau du substrat, un court-circuit est apparu après 2410 décharges (tableau 5.1) à $S/N = 30$.

5.6.5 Exploration en tension

Suite à la période de fonctionnement stable, deux balayages en tension ont été effectués : l'un suivant la tension de cathode, à $\Delta V_{GEM} = -360$ V; l'autre suivant la tension de GEM, à une tension de cathode fixée à -360 V, afin d'atteindre des gains élevés en utilisant principalement l'amplification du GEM.

Aucune décharge du GEM n'a été observée durant les deux explorations en tensions qui ont porté les détecteurs à des rapports S/N au-delà de 50. Les taux de décharges observés lors des deux balayages suivent une loi exponentielle suivant le gain, comme observé avec les SGC de petite taille (figure 5.16).

Lors de l'exploration en tension de cathode, l'efficacité du GEM est à nouveau démontrée puisque le taux moyen de décharges enregistré est au moins 100 fois moindre que pour les SGC simples. Le balayage en tension de GEM est encore plus probant. Ainsi avec une tension de cathode faible de -360 V, les détecteurs ont pu atteindre des rapports S/N de 50 et plus, sans augmentation du taux de décharges : à S/N = 50 et $\Delta V_{GEM} = -380$ V ($V_K = -360$ V), le taux est le même qu'à S/N = 30 et $\Delta V_{GEM} = V_K = -360$ V. L'augmentation de l'amplification du GEM a compensé la faible tension sur les cathodes. L'application d'une tension inférieure à -360 V sur les cathodes, associée à une tension de GEM d'autant plus élevée, pourrait être une optimisation des conditions de fonctionnement, diminuant encore le taux de décharges pour un même gain.

Six courts-circuits ont eu lieu après 3445 décharges lors du balayage en tension de cathode (tableau 5.2). Celui-ci a été effectué sur une courte durée par manque de temps. Après un court-circuit, la tension de cathode des chambres concernées a été diminuée à -350 V. En effet, la présence d'un court-circuit provoque un courant d'alimentation trop élevé qui empêche le comptage des décharges. Le tableau 5.2 indique la tension maximale atteinte par chaque chambre lors de l'exploration en tension de cathode.

	TCM21	TCM23	TCM24	TCM25
N_{sp}	173	349	151	488
N_{cut}	0	1	1	1
V_K^{max} (V)	430	430	420	420

	TCM26	TCM27	TCM28	TCM29
N_{sp}	954	234	290	806
N_{cut}	0	1	1	1
V_K^{max} (V)	430	390	390	420

Tableau 5.2: Résumé du nombre de pistes perdues, du nombre de décharges et de la tension de cathode maximale atteinte durant le balayage en tension de cathode.

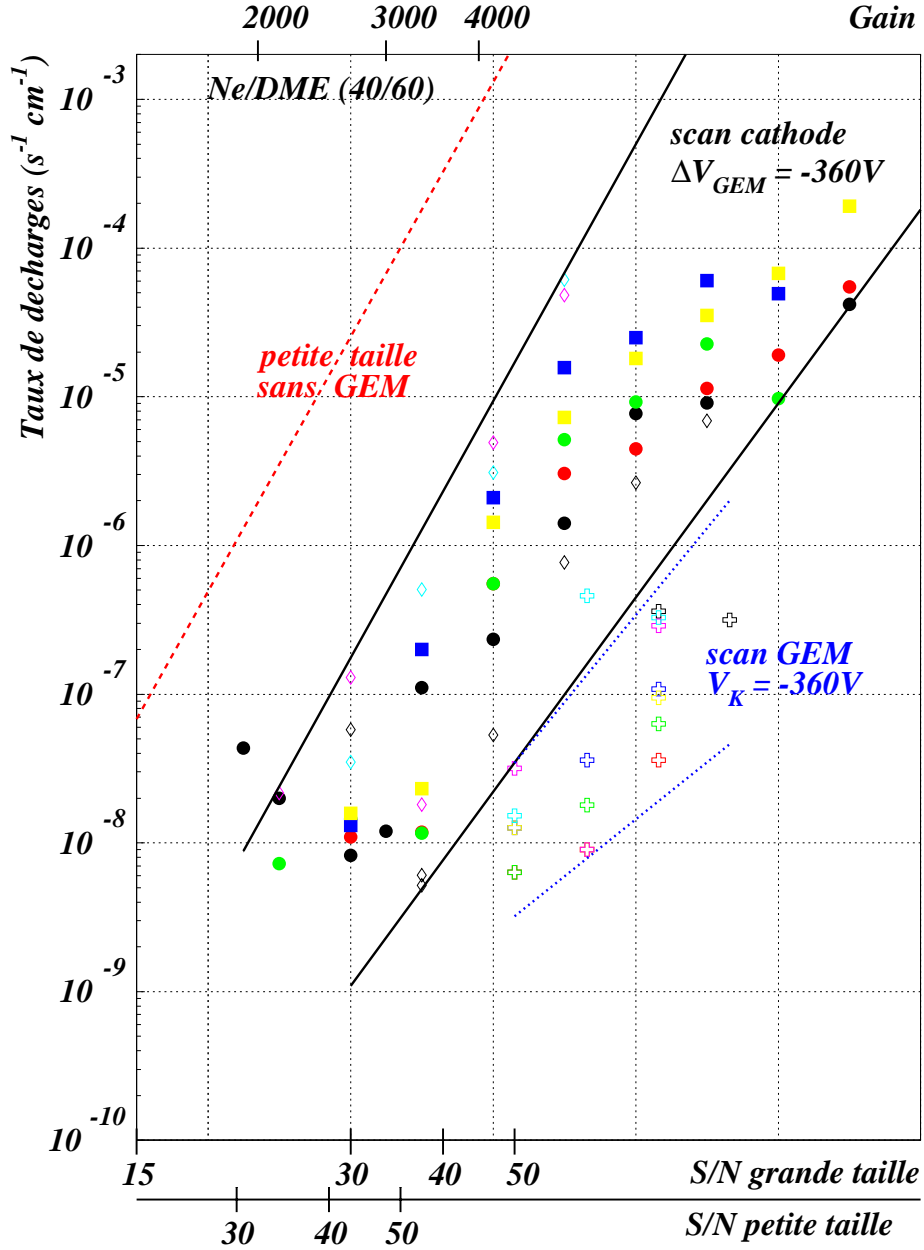


Figure 5.16: Taux de décharges en fonction du rapport signal sur bruit et du gain correspondant pour : balayage en tension de cathode à $\Delta V_{GEM} = -360$ V, balayage en tension de GEM à $V_K = -360$ V (symbolisé par des croix). L'exploration en tension des SGC sans GEM a été reportée à gains équivalents par une ligne en pointillés. Le S/N des SGC de petite taille est rappelé en bas de la figure.

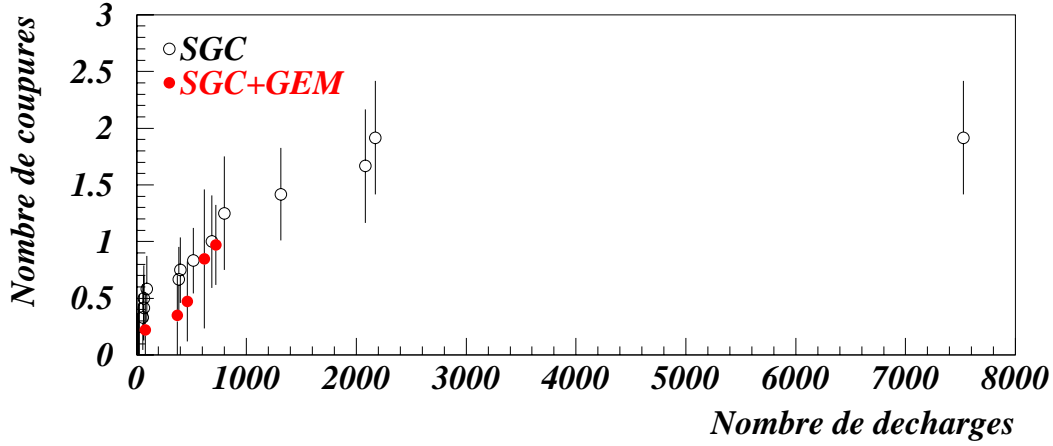


Figure 5.17: Nombre moyen de coupures par substrat en fonction du nombre moyen de décharges.

La corrélation entre les nombres de décharges et de courts-circuits peut être étudiée suivant la procédure décrite dans la section 4.5. Le nombre moyen intégré de courts-circuits par substrat en fonction du nombre de décharges est compatible avec la phase de durcissement observée pour les SGC de petite taille (figure 5.17). Cependant, la statistique des SGC+GEM n'a pas été suffisante pour observer une possible saturation quand le nombre intégré de décharges atteint plusieurs milliers, comme dans la mesure avec des SGC simples.

5.6.6 Extrapolation aux conditions de fonctionnement nominales au LHC

Nous avons vu, dans le paragraphe, précédent que six courts-circuits ont eu lieu pour 5855 décharges. Si l'on considère l'hypothèse de 8 pistes perdues pour un court-circuit, correspondant au groupement des cathodes par 8 à une résistance de protection, le taux de pertes est $N_{cut}/N_{sp} = (6 \times 8 \text{ pistes})/5855$. En utilisant cette valeur, l'extrapolation pour une perte inférieure à 5% des pistes en 500 jours équivalents LHC donne un taux de décharges de $10^{-8} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ pour des pistes de 14 cm. Ce taux est atteint à $S/N = 30$ pour des tensions de cathode et de GEM égales à -360 V, ce qui donne une marge de fonctionnement d'environ 1.5.

Pour $\Delta V_{GEM} = -380 \text{ V}$ et $V_K = -360 \text{ V}$, on observe le même taux mais à $S/N = 50$. On peut donc atteindre une marge de fonctionnement d'un facteur 2 avec une optimisation des tensions utilisant mieux l'amplification du GEM.

Cette extrapolation est par ailleurs peut-être pessimiste s'il existe un effet de saturation de la perte des pistes comme observé avec les chambres de petites tailles.

5.7 Origine des décharges

Nous avons testé des SGC équipées d'un GEM sous un faisceau intense de rayons X pour déterminer si les décharges, observées lors des tests au PSI, sont le fait des HIP ou si elles peuvent également provenir d'un effet de charge globale.

A charge équivalente, mais pour des flux de rayons X de 2.5 à 16 fois supérieurs à celui de PSI ($\Phi_{PSI} = 6 \text{ kHz.mm}^{-2}$), aucune décharge n'est apparue après 12 jours d'exposition des détecteurs sur une surface de 9 cm^2 .

Ce résultat confirme, avec la mesure d'effet en fonction de l'intensité du faisceau de la section 4.7, que les décharges observées lors des tests au PSI sont bien amorcées par des HIP produites par le faisceau de pions.

5.8 Conclusion

Des détecteurs SGC de grande taille ont été produits suite aux bons résultats donnés par les chambres de petite taille. L'augmentation de la capacité des pistes et donc du bruit de l'électronique, suite à l'allongement des détecteurs, a motivé l'insertion d'un étage de préamplification, le GEM.

Les premiers résultats de SGC de petite taille associées à un GEM ont montré que le taux de décharges était diminué sans perte de gain et que, par conséquent, les chambres possédaient potentiellement une marge de fonctionnement 2 à 3 fois supérieure.

L'exposition de détecteurs de grande taille a posé deux problèmes majeurs : des décharges entre GEM et cathodes ont été enregistrées et des courts-circuits sont apparus à la place des coupures observées pour les petites tailles. Une augmentation de l'espace de transfert et un réglage des champs de dérive et de transfert à 5 kV.cm^{-1} a permis d'éviter l'apparition des décharges GEM. Par contre, l'amélioration de la qualité de gravure des pistes n'a pas empêché les courts-circuits, qui sont probablement liés à l'augmentation de la capacité des pistes. De fait, l'épaississement des pistes de la deuxième série de SGC, prévu pour éviter les courts-circuits, a malheureusement dû contribuer à leur apparition.

Les SGC+GEM ont fonctionné de façon stable à un rapport S/N d'environ 30 pour une tension de cathode de -360 V. La présence du GEM a diminué le taux de décharges d'un facteur 1000.

L'exploration en tension de cathode a confirmé cette baisse du taux de décharges. Le balayage en tension de GEM a permis de montrer qu'une baisse de la tension de cathode pouvait être compensée par une augmentation du ΔV_{GEM} sans perte de gain et avec un taux de décharges plus faible.

Malgré l'effet de court-circuit qui entraîne une perte d'un groupe de 8 pistes, l'amélioration apportée par le GEM est telle que l'extrapolation des résultats montre que les détecteurs perdent moins de 5% de pistes en 500 jours équivalents LHC à un rapport S/N de 30. Cela donne une marge de fonctionnement de 1.5. Si l'on

considère une meilleure utilisation du GEM, les chambres pourraient fonctionner à un rapport S/N de 50, soit avec un facteur 2 de marge.

Enfin, il n'est pas exclu qu'une optimisation du pas des SGC (accroissement) réduisant la capacité des pistes permettrait non seulement de réduire le niveau de bruit mais aussi d'éliminer les courts-circuits, rendant les détecteurs plus performants. Ce test n'a malheureusement pas pu être réalisé.

Chapitre 6

Etude du vieillissement des SGC

Les MSGC étaient prévues pour fonctionner 10 ans au LHC avec une efficacité de 98%. Cette longue durée d'exposition et les conditions de radiation rencontrées vont entraîner des dégradations des performances des détecteurs. Deux types de processus sont la cause du vieillissement : les décharges électriques (coupures de pistes ou courts-circuits), décrites dans les chapitres précédents, et la dégradation chimique (réduction du gain), phénomène observé depuis longtemps dans les chambres à fils. Afin de quantifier ce second phénomène dans le cas des SGC, des tests d'irradiation aux rayons X ont été effectués pendant plusieurs mois à l'IPN. Ce chapitre présentera tout d'abord les causes de cette perte de gain, puis le protocole et les résultats des tests.

6.1 Facteurs de vieillissement chimique

Les nombreuses mesures d'exposition à long terme effectuées avec des détecteurs gazeux ont montré une lente détérioration du gain. Ces dommages permanents sont attribués à la production de composés polymères dans les avalanches qui se déposent sur les pistes et le substrat, perturbant ainsi le champ électrique et donc la détection.

Les MSGC sont plus sensibles au vieillissement que les chambres à fils. Ceci est probablement dû :

- à la petite surface effective utilisée pour l'amplification de la charge comparée aux fils,
- à la faible épaisseur des pistes plus sensibles aux réactions avec les polluants,
- au fort champ électrique entre les pistes, qui est modifié par le dépôt de polymères sur les pistes.

Des différents résultats obtenus par de nombreux groupes avec des MSGC et des chambres à fils, il apparaît que la durée de vie des détecteurs est très corrélée au choix et à la pureté du gaz, ainsi qu'à la nature des matériaux utilisés dans

Chapitre 6. Etude du vieillissement des SGC

leur construction (colles, joints, fils de connexion, tuyaux de gaz, cadre, métal des pistes...).

Les gaz organiques, comme les hydrocarbures, accélèrent le vieillissement, alors que d'autres, comme le DME ou le CF_4 , permettent une durée de vie plus longue. Par ailleurs, la polymérisation est fortement augmentée par des radiations UV que le choix du mélange gazeux doit limiter. Les UV sont émis dans le processus d'avalanche généralement par la désexcitation du gaz rare présent dans le mélange. Une grande fraction (au moins 50 %) d'un très bon absorbeur d'UV très faiblement polymérisable, comme le DME, est nécessaire pour limiter la polymérisation UV. Les gaz rares de masse élevée comme l'Argon ou le Xénon sont de forts scintillateurs d'UV. Au contraire, l'Hélium et le Néon sont d'assez pauvres émetteurs d'UV. L'utilisation du Néon, allié au DME, permet de fonctionner à hautes tensions et donc à des gains élevés en régime proportionnel [33, 34, 35]. Concernant la pureté du mélange gazeux et de sa distribution, la collaboration RD10 a mis au point un système de distribution propre du gaz qui permet d'éviter les faibles additions de vapeurs d'eau (<1 %) et les hydrocarbures présents dans le DME, qui peuvent augmenter le vieillissement [36, 37].

Les effets des matériaux utilisés dans l'assemblage des détecteurs ont été étudiés par le programme RD10 qui a pu fournir une liste non exhaustive de la réaction de certains matériaux testés sous gaz [37]. Le choix de la métallisation des pistes est aussi important. Outre la nécessité d'une faible résistance, le métal utilisé doit réagir le moins possible avec les radicaux produits par les avalanches. L'or, qui présente une faible résistance et est chimiquement inerte, a un bon comportement en terme de vieillissement [38, 39]. L'aluminium a lui aussi une faible résistance, mais pourrait se dégrader plus vite [40].

La charge intégrée, absorbée par le détecteur en mC/cm , est une bonne variable pour étudier le vieillissement chimique des chambres à fils. Cependant, il a parfois été observé des effets du gain et du flux dans le cas des MSGC, qui montrent que le phénomène de vieillissement est complexe et peut dépendre du facteur d'accélération de la mesure. De façon générale, de nombreux paramètres intervenants dans le vieillissement des détecteurs gazeux, il est difficile expérimentalement d'isoler quantitativement l'effet de chacun.

6.2 Dispositif expérimental

Les tests ont été effectués au laboratoire avec des détecteurs SGC irradiés par une source de rayons X qui fournit une intensité suffisante pour effectuer un test de vieillissement dans un temps raisonnable. Les variations du gain sont enregistrées par l'intermédiaire du courant total des SGC.

6.2.1 Source de rayons X

Les rayons X sont produits par un tube à anode de fer, qui fournit des photons de 6.4 keV. La source est placée à une distance variable de la chambre. Au-dessus du plan de dérive du détecteur, est fixée une fente qui permet d'irradier un nombre déterminé de pistes de la SGC sur une longueur donnée. Par sa taille inférieure au diamètre du faisceau de X, cette fenêtre d'exposition assure une bonne uniformité de l'irradiation des pistes. Elle permet aussi de ne pas irradier toute la chambre et ainsi de réutiliser celle-ci pour une autre mesure de vieillissement sur une autre zone.

Le flux relatif de photons est réglé en modifiant le courant d'alimentation du tube. A l'aide d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur (PM), la linéarité entre ce courant et le flux délivré par le canon a été contrôlée comme le montre la figure 6.1.a. La figure 6.1.b montre que le flux mesuré sur les pistes varie linéairement avec le comptage du PM. Le flux absolu absorbé dans le détecteur a été calibré suivant la pente observée à bas flux. Il apparaît en effet une faible saturation du comptage de la chambre au delà de 2×10^4 Hz.mm⁻², du fait d'une sous-estimation du flux due à un effet d'empilement dans l'électronique de lecture.

6.2.2 Détecteurs utilisés

Les détecteurs utilisés pour ces tests ont été choisis parmi les chambres qui ont subi l'exposition au PSI.

Durant les tests, les courants de l'électrode de dérive, des cathodes et, si les détecteurs en sont pourvus, des électrodes inférieure et supérieure du GEM sont enregistrés à l'aide de nanoampèremètres. Un relevé est fait toutes les 2 ms pour obtenir une analyse précise et régulière du comportement de la chambre.

La longue période de test nécessaire pour les mesures de vieillissement, expose les détecteurs à des fluctuations de courants dues aux changements des conditions ambiantes (pression, température, humidité). Ces changements affectent le gain des chambres qui dépend de la densité du gaz, elle-même fonction de la température et de la pression¹, ainsi que le courant de fuite mesuré par les nanoampèremètres sans faisceau [38]. La variation intrinsèque du gain n'a pas été corrigée. Par contre, la fluctuation des courants de fuite a été estimée et corrigée par une mesure fréquente des piédestaux, ce qui nécessite de couper le flux pendant quelques minutes. Pour certaines des mesures qui vont suivre, cette procédure a été automatisée par l'intermédiaire du système d'acquisition.

6.2.3 Simulation du vieillissement chimique au LHC

A l'heure actuelle, le programme de fonctionnement du LHC prévu consiste en une période de 5 ans à basse luminosité ($\phi = 5 \times 10^2$ Hz.mm⁻²), suivie de 5 ans à

¹ $G \propto \frac{T^{1.6}}{P^{0.3}}$

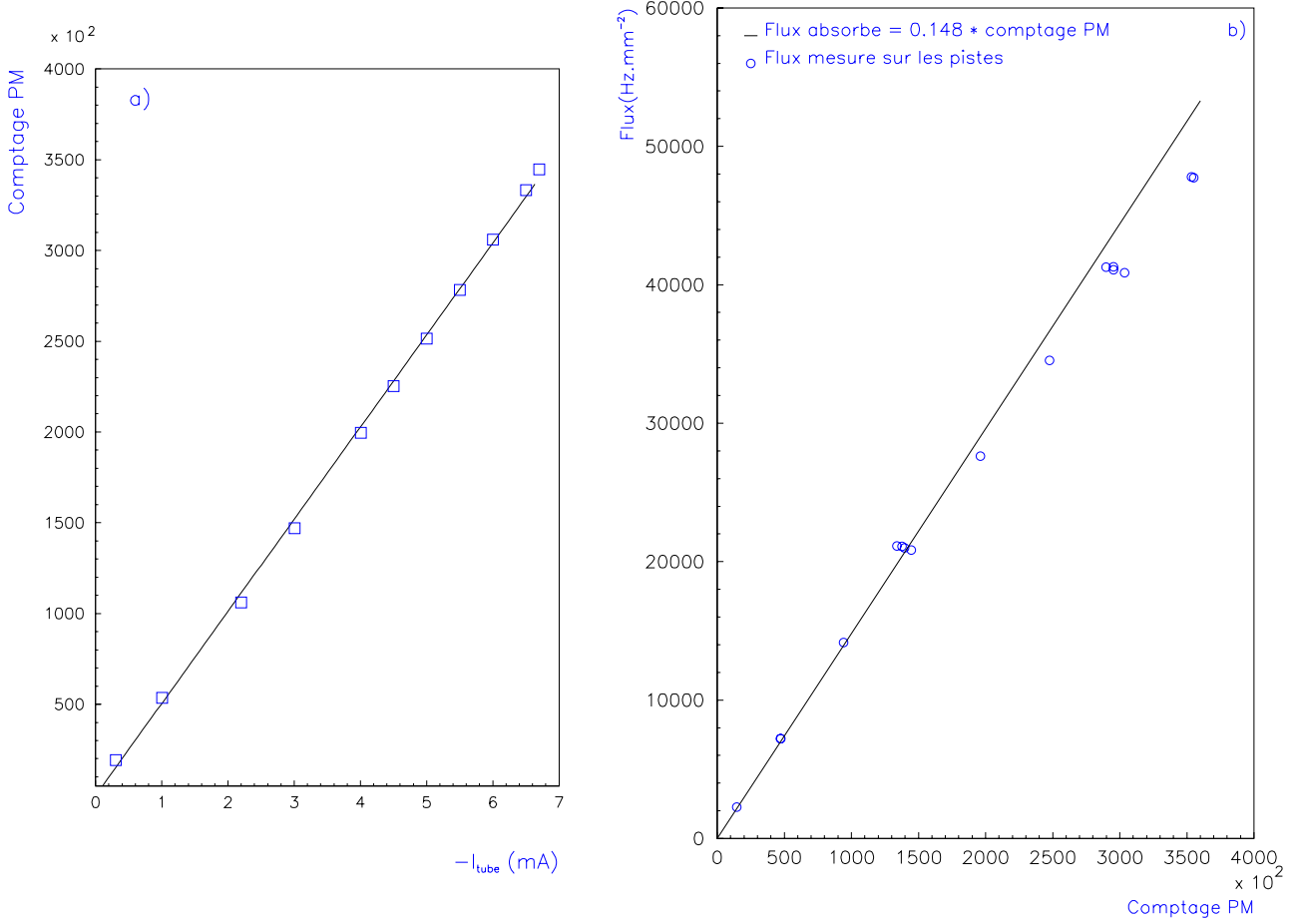


Figure 6.1: (a.) Comptage du PM en fonction du courant du tube. (b.) Calibration du flux absolu absorbé.

haute luminosité ($\phi = 5 \times 10^3$ Hz.mm⁻²), où 1 an représente environ 100 jours de faisceau effectifs.

A haute luminosité et pour un gain de 2000, début du plateau d'efficacité (paragraphe 3.3.1), une MSGC remplie d'un mélange de Ne/DME (1/2) qui fournit 36 e⁻ primaires et dont les pistes mesurent 14 cm de long, intégrera en 5 ans de fonctionnement une charge de 5 mC par centimètre de piste.

Le vieillissement des détecteurs peut être mesuré par la variation du gain en fonction de la charge intégrée par cm de piste (section 6.1):

$$Q(T) = \int_0^T \frac{i(t)dt}{L} \quad \text{où } L \text{ est la longueur de piste exposée.} \quad (6.1)$$

Chapitre 6. Etude du vieillissement des SGC

Pour obtenir à une échelle de temps d'environ un mois la charge cumulée au LHC en 5 ans, le courant dû aux rayons X a été ajusté à l'aide de la tension de cathode et du flux du tube. Ainsi, le temps LHC correspondant au temps réel de mesure est calculé comme suit:

$$t_{LHC} = t_{mesure} \times \frac{n_T^X}{n_T^{MIP}} \times \frac{\phi^X}{\phi^{LHC}} \times e^{-0.02 \times \Delta V_K} \quad (6.2)$$

où :

- n_T^X (n_T^{MIP}) est le nombre d'électrons produits par un X (MIP) (tableau 6.1),
- ϕ^X (ϕ^{LHC}) est le flux de rayons X absorbés (MIP au LHC) en $\text{Hz} \cdot \text{mm}^{-2}$,
- ΔV_K est la différence entre la tension de cathode appliquée pour les mesures avec les rayons X et la tension de fonctionnement prévue au LHC. Si l'on considère un gain de référence de 2000, pour une tension du plan de dérive fixée à -3000 V, la tension des cathodes est $V_K = -410$ V. Cette tension sera considérée comme la tension de fonctionnement prévue au LHC. L'exponentielle en fonction de ΔV_K représente l'évolution du gain mesurée et discutée précédemment (figure 3.9).

gaz	n_T^{MIP}	n_T^X
Ne/DME (33/66%)	36	220
CF ₄ /DME (20/80%)	47	246

Tableau 6.1: Nombre d'électrons produits par un MIP et par un X dans 3 mm de gaz [25].

6.3 Résultats expérimentaux

6.3.1 Mesure avec les détecteurs IBM

Les premières mesures de vieillissement ont été effectuées en 1998 sur deux détecteurs IBM ayant des pistes en aluminium (description section 3.5.1) remplis de Ne/DME dans les proportions 33/66%. Pour la SGC1, la fente était un carré de 25 mm^2 , soit 25 pistes irradiées sur 5 mm de long, tandis que 150 pistes de la SGC2 ont été exposées sur 1 mm par une fente de 1 mm de large sur 3 cm de long. Les tests ont été effectués avec un flux de $5 \times 10^4 \text{ Hz} \cdot \text{mm}^{-2}$, soit 100 fois le flux LHC à basse luminosité et 10 fois à haute luminosité.

Le tableau 6.2 résume les mélanges gazeux et les tensions de cathode appliquées qui permettent à l'aide de la formule 6.2 de calculer les temps réels de mesure effectués et le facteur d'accélération du vieillissement, t_{LHC}/t_{mesure} , correspondant.

Détecteur (fenêtre)	Gaz V_K (V)	Gain équivalent MIP	t_{mesure} (h)	$\frac{t_{LHC}}{t_{mesure}}$ haute luminosité
SGC1 (25 mm ²)	Ne/DME -350	530	375	18.4
	Ne/DME -365	740	150	24.8
SGC2 (0.3 cm ²)	Ne/DME -410	2000	170	61.1
	CF ₄ /DME -430	3100	170	78

Tableau 6.2: Coefficients de conversion du temps de mesure en temps LHC.

A l'issue de la mesure avec le mélange Ne/DME, la SGC2 a vieilli de 25% pour 5 mC/cm (figure 6.2.b). La chute de gain étant importante, le Ne/DME a été remplacé par du CF₄/DME réputé pour minimiser le vieillissement. Avec ce changement de gaz, le gain de la SGC2 a chuté de 10%, ce qui est compatible avec la différence d'ionisation primaire des deux gaz. La SGC2 a ensuite vieilli d'environ 7% après une charge de 4.8 mC/cm reçue avec le mélange CF₄/DME.

Le changement de gaz a été décidé avant d'avoir observé la stabilisation du gain avec le mélange Ne/DME. Il est donc difficile d'interpréter si le changement du mélange a eu un effet sur le vieillissement.

La SGC1 a perdu environ 23% de son gain après avoir reçu une charge intégrée d'environ 3 mC/cm (figure 6.2.a). A partir de 2.2 mC/cm, aucun vieillissement notable n'a été observé dans la SGC1. Après 3 mC/cm de charge intégrée, la tension a été baissée à -365 V pour retrouver le gain initial. Le gain est ensuite resté stable.

La comparaison des résultats obtenus avec les deux chambres indique un vieillissement compatible à différents gains. Par la suite, les mesures ont été faites à gain nominal. Nous avons pu observer une stabilisation du gain après une perte d'environ 25% et le changement de tension des cathodes de la SGC1 n'a pas modifié ce comportement. Enfin, on peut remarquer que la taille et la forme de la fenêtre d'exposition n'ont pas eu d'incidence sur l'évolution du gain.

6.3.2 Mesures avec les détecteurs Thomson

De nouveaux tests ont ensuite été réalisés à l'aide de chambres Thomson pour estimer le vieillissement de chambres ayant des pistes en or et de taille différente (voir caractéristiques tableaux 4.1 et 5.5). Quatre détecteurs, une paire de chaque taille, ont été exposés pendant 2 mois. De plus, les détecteurs grande taille étaient équipés d'un GEM afin d'observer la possible influence de la préamplification. Le faisceau était collimé avec trois fenêtres différentes de 25 mm², 100 mm² et 9 cm².

Chapitre 6. Etude du vieillissement des SGC

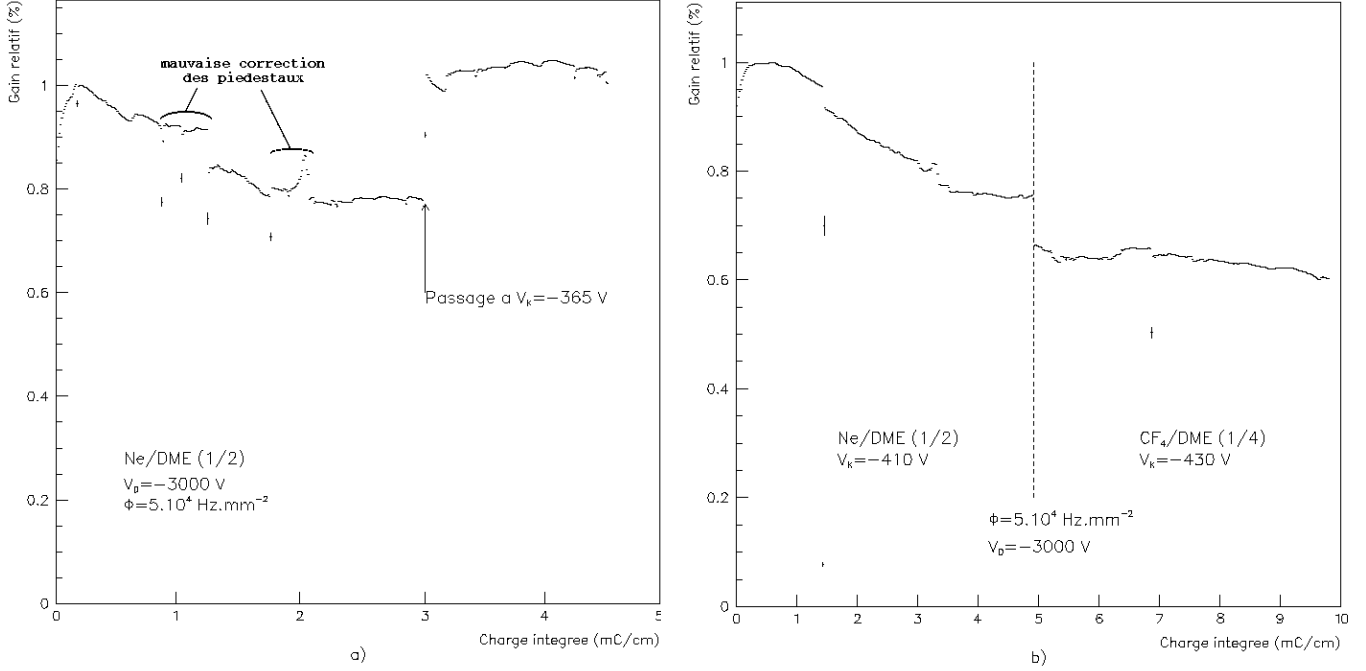


Figure 6.2: Gain relatif en fonction de la charge intégrée et du temps LHC: (a.) SGC1 et (b.) SGC2.

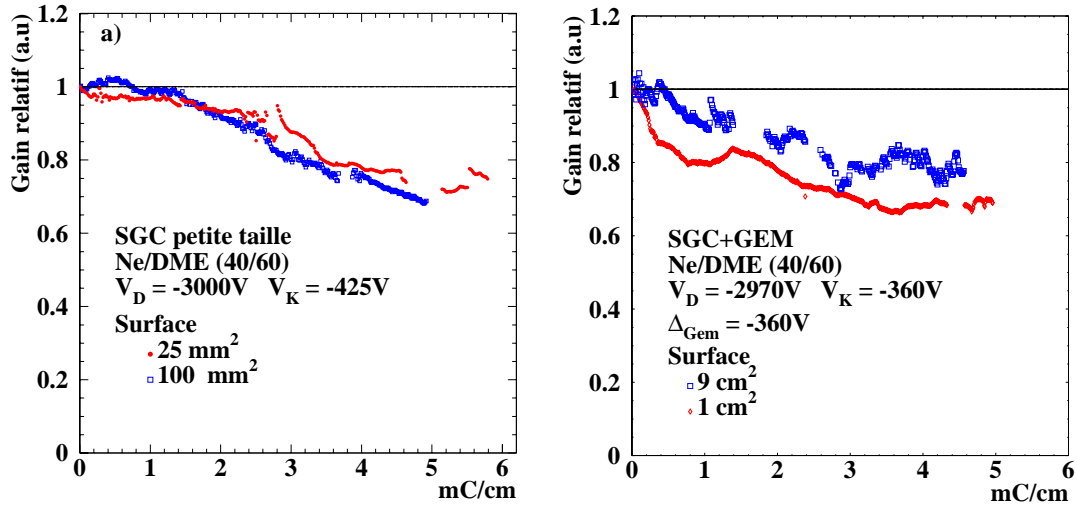


Figure 6.3: Perte de gain en fonction de la charge intégrée : a.) SGC petite taille, b.) SGC grande taille + GEM.

Chapitre 6. Etude du vieillissement des SGC

Les tensions appliquées aux chambres non équipées d'un GEM, $V_D = -3000$ V et $V_K = -425$ V, ont permis d'atteindre un facteur 1.2 par rapport au gain de référence égal à 2000 pour des MIP. Combiné à un flux de X élevé, l'accélération du vieillissement a permis de réaliser les mesures dans des temps raisonnables de 1 mois et 1 mois et demi respectivement pour les surfaces de 25 mm^2 et 100 mm^2 . Le vieillissement des SGC+GEM a été évalué aux tensions nominales de fonctionnement des tests au PSI : $V_K = -360$ V et $\Delta V_{GEM} = -360$ V, soit pour un gain d'environ 2800 pour des MIP (section 5.6.4). Les temps de prises de données et les facteurs d'accélération sont résumés dans le tableau suivant :

	Fenêtre	Gain équivalent MIP	Φ_{mesure} (kHz.mm ⁻²)	t_{mesure} (h)	$\frac{t_{LHC}}{t_{mesure}}$ haute luminosité
SGC	25 mm ²	2400	10.8	752	15.9
	100 mm ²	2400	7.5	1075	11.1
SGC+GEM	1 cm ²	2800	23.1	303	39.6
	9 cm ²	2800	9.4	744	16.1

Tableau 6.3: Conditions de mesure et coefficients de conversion.

Comme lors de la mesure avec les SGC IBM, la fenêtre d'exposition n'a pas influencé le vieillissement, et après 5 mC/cm de charge intégrée, le gain des détecteurs a chuté d'environ 25% (figures 6.3.a et 6.3.b). L'exposition à travers la fenêtre de 9 cm^2 n'a pas bénéficié de l'automatisation de la mesure des piédestaux, ce qui explique l'aspect beaucoup moins lissé de la courbe correspondante sur la figure 6.3.b.

Comparativement, le vieillissement des SGC+GEM n'est pas plus élevé que celui des SGC simples, ce qui montre que la double amplification ne semble pas accélérer le phénomène.

Excepté pour une chambre, nous avons de nouveau observé, au bout de 3 mC/cm de charge intégrée, une saturation de la perte de gain, comme c'était le cas pour les chambres IBM.

6.4 Conclusion

Les performances à long terme des SGC ont été évaluées à l'aide d'une source de rayons X de ^{55}Fe de 6.4 keV.

Les mesures montrent une dégradation du gain des chambres d'environ 25% après une charge intégrée de 5 mC/cm, qui correspond à la charge accumulée par une SGC pendant 5 ans de fonctionnement à haute luminosité au LHC. Par rapport à d'autres mesures qui enregistrent un vieillissement inférieur à 10% après 100 mC/cm, nous constatons un vieillissement bien supérieur explicable par l'absence voulue de précautions particulières quant au choix des matériaux (ex : colle araldite) ou dans la pureté du gaz.

La taille des détecteurs et l'addition d'un GEM n'ont pas modifié le vieillissement. Il semble que le gain se stabilise au bout de 3 mC/cm de charge intégrée, mais cela n'a pas pu être reproduit dans toutes les chambres. Des mesures plus longues permettraient de confirmer ou d'infirmer l'effet de stabilisation.

Une augmentation des tensions des SGC a montré qu'il est possible de compenser la perte de gain sans modifier l'évolution du vieillissement. La marge de fonctionnement, mesurée dans les tests de tenue aux radiations des chapitres précédents, permet d'envisager une compensation du vieillissement en apportant une correction progressive des tensions de cathode.

Par ailleurs, des considérations plus fortes sur le choix des matériaux et la pureté du gaz devraient logiquement réduire le vieillissement chimique.

Chapitre 7

Comparaison à d'autres chambres de type gazeux

Les tests de tenue aux radiations ont impliqué différents groupe de recherche de la collaboration CMS. Ce chapitre va exposer les résultats obtenus au PSI par l'INFN de Pise, en charge des détecteurs du baril de CMS, et par le reste de la collaboration "Forward CMS". Les performances d'un autre type de détecteurs gazeux, les Micromegas, seront aussi décrites.

7.1 MSGC avec traitement de résistivité de surface

A l'inverse du groupe CMS de l'IPN, le groupe de Pise a choisi l'option du traitement de surface pour éviter les effets de charge du substrat : une couche de $1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur de verre Pestov est déposé sur le substrat de verre, qui règle la conductivité de surface du substrat entre 5×10^{15} et $10^{16}\text{ }\Omega/\square$. Sur ce substrat, 512 pistes en or de 12.5 cm de long ont été gravées et les bords des cathodes ont été passivés en utilisant du polyimide sur $8\text{ }\mu\text{m}$ de large et $2\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les bords des anodes n'ont pas été protégés comme pour les SGC, la passivation s'effectuant avec deux masques dont la précision d'alignement de l'ordre de $4\text{ }\mu\text{m}$ était insuffisante. Le mélange gazeux était du Ne/DME (40/60) [41].

Lors du test final au PSI, 32 MSGC ont été exposées à un flux de pions de $6\text{ kHz}\cdot\text{mm}^{-2}$ pendant 493 heures à haute intensité. Le rapport du signal de la piste la plus haute sur le bruit était d'environ 22 ($S/N^{amas} = 31$), soit un facteur 1.1 au-dessus du point de fonctionnement nominal nécessaire pour atteindre 98% d'efficacité.

Après une période de durcissement d'une semaine, quatre pistes ont été coupées.

Durant les trois semaines suivantes, aucune instabilité du gain ni effet de vieillissement n'ont été observés à tensions nominales. Seulement 3 coupures sur 16384

Chapitre 7. Comparaison à d'autres chambres de type gazeux

pistes ont été enregistrées. L'extrapolation à 10 ans LHC aboutit à une valeur de 0.5% de pistes perdues, soit 20 fois moins que requis pour le bon fonctionnement au LHC.

La charge des décharges enregistrées est d'environ 45 nC, ce qui, pour un groupement de 16 cathodes à 515 V, aboutit à une capacité de 0.4 pF/cm. Le taux de décharges des détecteurs était de 1 étincelle par MSGC et par jour, soit pour 12.5 cm de piste un taux de $1.8 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Une exploration en tension de cathode a été effectuée pour 24 des chambres présentes sur une période d'une semaine. Le rapport S/N a pu atteindre une valeur maximale égale à 2 fois le S/N du point de fonctionnement nominal pour 6 MSGC pendant 24 h (figure 7.1). Une seule piste a été perdue durant l'exploration en tension. Cependant, l'analyse exposée dans la référence [41] ne permet pas d'évaluer précisément la limite de fonctionnement dont disposent les MSGC simples, bien que les résultats obtenus montrent qu'il y a probablement une bonne marge de fonctionnement.

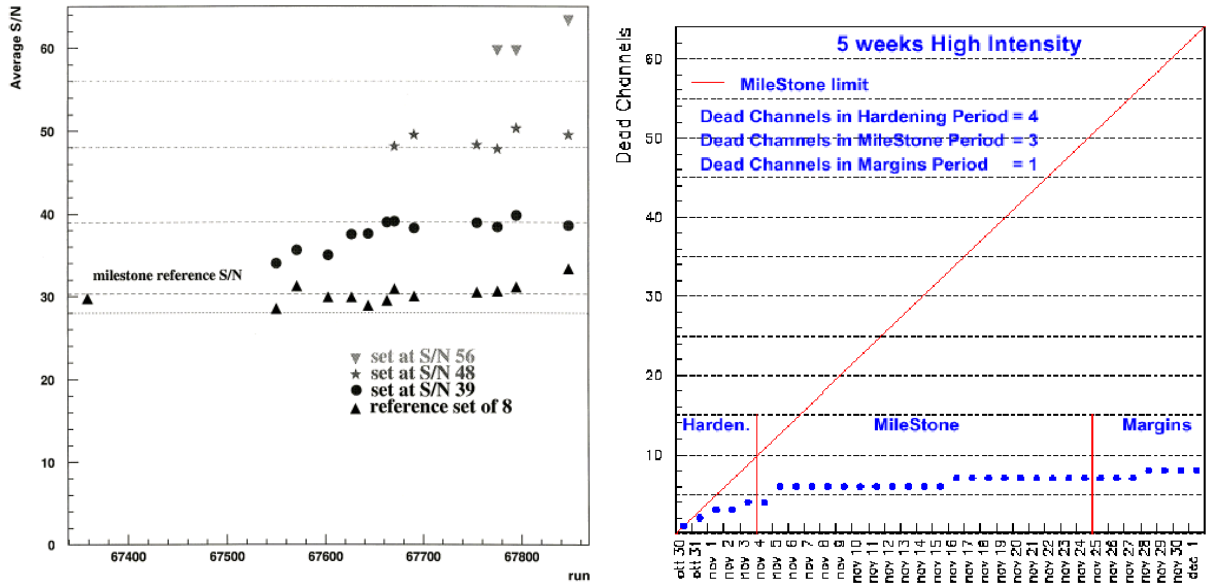


Figure 7.1: Evolution du S/N (droite) durant l'exploration en tension et résumé des pistes (gauche) perdues durant le test au PSI [41].

En comparaison, les SGC+GEM enregistrent, à $S/N = 22$, un taux de décharges à peu près équivalent de $1.2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Une baisse du taux de décharges a été observée avec les MSGC durant la période de fonctionnement à tensions nominales. Les décharges seraient alors seulement dues au brûlage de défauts présents dans les chambres. La faible capacité des pistes (2.5 fois moins que pour les SGC+GEM) réduisent les dommages engendrés sur les pistes.

La qualité et la robustesse des MSGC développées par le groupe de Pise se sont avérées meilleures que celles des SGC. De plus, l'absence de GEM rend la réalisation

Chapitre 7. Comparaison à d'autres chambres de type gazeux

des détecteurs plus simple, ainsi que leur mise en opération. La présence du GEM complique l'alimentation haute tension et demande un système de sécurité avec un triple asservissement ($V_{GEM_{inf}}, V_{GEM_{sup}}, V_K$).

7.2 MSGC+GEM

La collaboration "Forward CMS" a choisi de tester des MSGC non passivées, sans traitement de surface, associées à un GEM. 18 modules de 4 MSGC de forme trapézoïdale, avec 512 pistes en or de 10 cm de long et remplies de Ne/DME (2/3), ont été testées au PSI. Seules 36 MSGC, deux par modules, étaient partiellement couvertes par le faisceau de 4 kHz.mm⁻² de 10 cm² [42].

Après une période de durcissement d'une semaine où 0.2% de pistes ont été perdues, les MSGC+GEM ont fonctionné à $S/N = 26$ ($S/N^{amas} = 37$), qui est le début du plateau d'efficacité (faible transparence due à un mauvais réglage des champs), pendant 376 heures à haute intensité. Les détecteurs ont montré un fonctionnement stable durant cette période et ont perdu 24 pistes. L'extrapolation à 500 jours LHC pour des détecteurs ayant des pistes de 12.5 cm donne une valeur de 6% de pistes perdues. Le taux de décharges mesuré était de $10^{-7} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-1}$.

Les tensions des différentes électrodes des détecteurs ont ensuite été augmentées pour pousser les détecteurs jusqu'à 3 fois la valeur du point de fonctionnement nominal (figure 7.2). Durant cette exploration en tension, 11 coupures sont apparues sur 16896 pistes.

Malgré le taux élevé de décharges, 100 fois plus que celui observé pour les SGC+GEM ou les MSGC simples de Pise, les chambres ont montré un taux de pertes faible à fonctionnement nominal.

7.3 Micromegas

L'expérience COMPASS [43] au CERN utilise dans son trajectographe interne des Micromegas. Les Micromegas sont des détecteurs gazeux composés d'une électrode et d'un plan gravé de micropistes (figure 7.3). Entre ces deux plans, une grille en Nickel de 4 μm d'épaisseur est insérée, qui définit deux espaces : une région de conversion de 2.5 mm dans laquelle le passage d'une particule crée des électrons primaires, et un espace d'amplification de 100 μm entre la grille et le substrat où les électrons primaires sont multipliés près des anodes de détection. Le champ dans l'espace de conversion est faible ($\simeq 1 \text{kV.cm}^{-1}$) et celui dans la région d'amplification est élevé ($\simeq 50 \text{kV.cm}^{-1}$). Cette configuration électrique permet une collection rapide des ions, issus de l'amplification [44].

Les trous de la grille ont un diamètre de 37 μm et définissent un réseau avec un pas de 50 μm . Des pistes en cuivre de 26 cm de long, 7 μm d'épaisseur et 250 μm de large sont imprimées sur le substrat avec un pas de réseau de 317 μm . L'ensemble

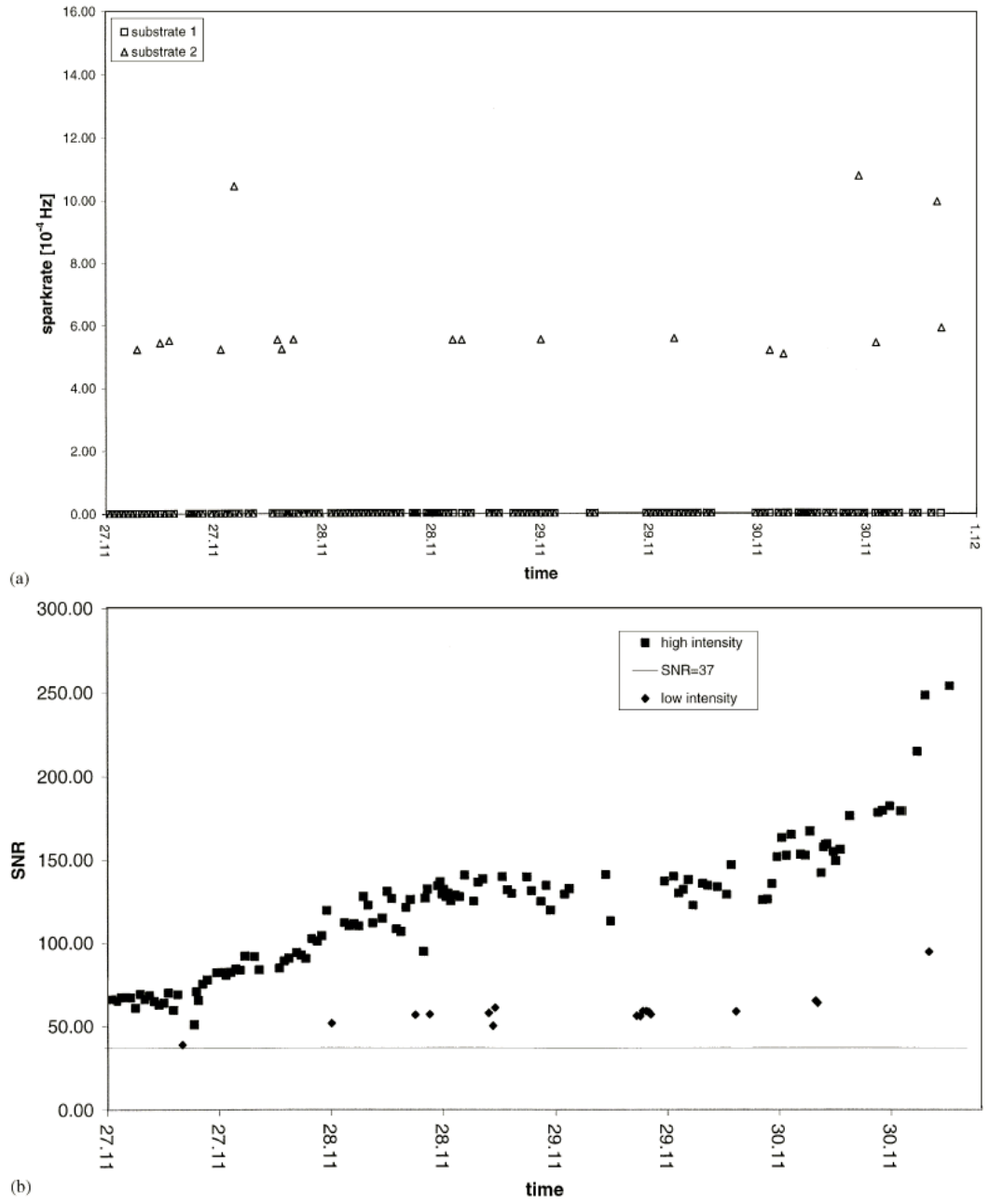


Figure 7.2: Taux de décharges (a) et S/N (b) d'un module de détection en fonction du temps durant le balayage en tension [42].

est rempli d'un mélange gazeux de $\text{Ne-C}_2\text{H}_6\text{-CF}_4$ [45].

Les Micromegas sont pleinement efficaces pour un gain de l'ordre de 6400 avec une résolution d'environ $50 \mu\text{m}$. Comme les MSGC, les Micromegas sont sujettes

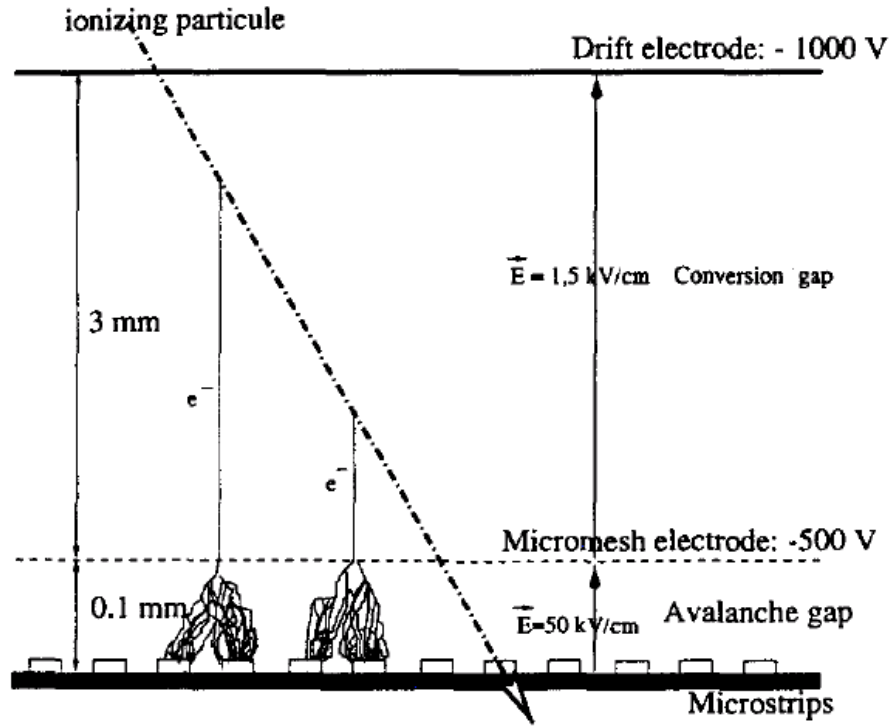


Figure 7.3: Principe de fonctionnement d'une Micromegas.

à l'apparition de décharges dans l'espace d'amplification. Ces décharges, dues au passage de HIP, n'endommagent pas le détecteur contrairement au MSGC, mais entraînent un signal parasite sur toutes les pistes. Cela provoque une chute de l'efficacité qui devient nulle pendant environ 2 ms. Le taux de décharges doit donc être minimisé.

Testé sous un faisceau de hadrons au CERN, il a été montré que le taux de décharges dépend du gain de façon exponentielle. La probabilité de décharges par particule incidente à pleine efficacité est d'environ 10^{-6} [45].

La technique du circuit imprimé utilisée pour les pistes des Micromegas présente l'avantage de simplifier la fabrication des détecteurs et de minimiser les coûts de production, mais la gravure est bien moins précise. Les performances en terme de gain et résolution sont équivalentes aux MSGC et SGC. Les pistes des Micromegas ne sont pas endommagées par les décharges qui peuvent avoir lieu dans la région d'amplification. Cependant, les décharges provoquent une perte d'efficacité totale durant environ 2 ms. Malgré les faibles taux de décharges enregistrés par les Micromegas à pleine efficacité, ce temps mort ne permet pas une utilisation dans une expérience de type LHC, où les croisements de faisceaux ont lieu toutes les 25 ns. Les Micromegas ont par contre été acceptées par des expériences leptoniques.

7.4 Conclusion

Les études réalisées sur la tenue aux flux des chambres gazeuses à micropistes ont montré qu'il est possible de construire différents types de détecteurs ayant les performances requises pour une expérience auprès du LHC.

La variante des SGC, adoptée par le groupe de Lyon, couplée à l'utilisation d'un GEM a montré sa robustesse dans les conditions d'irradiation au LHC. Des difficultés ont cependant été rencontrées au niveau de la qualité des détecteurs. Il aurait aussi certainement fallu optimiser le pas entre les pistes pour atteindre de meilleures performances, voire fonctionner sans GEM, les SGC ayant l'avantage avec la technique de passivation arrière de simplifier le procédé de fabrication en comparaison des MSGC passivées conventionnelles.

La collaboration "Forward CMS" a, elle aussi, obtenu des résultats satisfaisants avec des MSGC sans passivation ni traitement de surface mais elles aussi équipées d'un GEM.

Le groupe de Pise a démontré qu'une fabrication mieux maîtrisée des MSGC et incluant une passivation des cathodes permettait de répondre aux spécifications sans nécessiter un GEM : taux de décharges moins élevé, moins de coupures et pas de court-circuit, marge de fonctionnement de 2, la nécessité du traitement de surface pour abaisser la résistivité au flux LHC n'étant pas une nécessité comme démontré par les études des MSGC+GEM.

Chapitre 8

Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons

8.1 Principe de reconstruction des traces pour CMS

La bonne reconstruction de la trajectoire d'une particule est essentielle pour pouvoir déduire la charge de la particule, son impulsion transverse avec la meilleure résolution possible et éventuellement ses vertex secondaires de désintégrations. Les données provenant des différents sous-détecteurs de CMS sont traitées par un ensemble de programmes orientés objet, nommé ORCA (Object Reconstruction for CMS Analysis) [46]. La reconstruction des traces des particules se fera à travers ORCA.

Pour reconstruire un événement, les impacts des particules dans le détecteur doivent d'abord être simulés à l'aide du programme CMSIM [50], qui introduit les interactions des particules avec la matière. Les impacts sont ensuite transformés en signaux électriques bruités, puis numérisés. Cette étape effectuée, la reconstruction proprement dite des traces et la comparaison aux traces simulées peuvent commencer. Elles se décomposent de la façon suivante :

- génération de germes de traces,
- propagation de la trace et des erreurs par le filtre de Kalman à partir d'un germe,
- mise à jour de la trace et lissage de la trace,
- suppression des fausses traces et comparaison à la simulation.

Nous nous intéresserons à la reconstruction dans le trajectographe de CMS.

8.1.1 La génération des germes de trace

La reconstruction commence à partir d'un petit fragment de trace. Ce germe peut être généré à l'intérieur ou à l'extérieur du trajectographe. Un germe interne est une trace construite en combinant trois par trois tous les impacts se trouvant sur les trois premières couches de pixels. Si par ces trois points peut passer une hélice, le germe est l'hélice ainsi définie (un arc de cercle dans le plan XY) (figure 8.1). Un germe externe est par exemple un amas dans le calorimètre ou une trace provenant des chambres à muons. Les paramètres de tous ces germes sont stockés pour être analysés par le filtre de Kalman qui, lui, commence une véritable reconstruction de trace et décide de leur propagation dans le trajectographe.

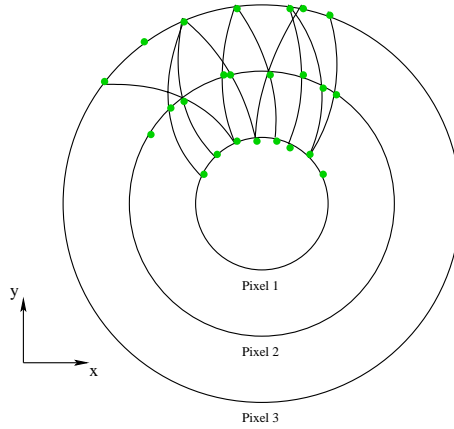


Figure 8.1: Génération de germes.

8.1.2 Le filtre de Kalman

Dans ORCA, la propagation de la trace et l'évaluation des erreurs sont effectuées par un filtre de Kalman, initialisé par les germes. Contrairement à la méthode des moindres carrés qui trouve les paramètres de la trace par une minimisation du χ^2 obtenu à partir de tous les impacts, le filtre de Kalman incorpore l'information d'un seul impact à la fois pour ajuster progressivement l'état de la trace (paramètres de la trace et matrice de covariance¹) [47]. Cet état est ensuite propagé d'un impact à l'autre en incorporant les possibles diffusions ou pertes d'énergie subies par la particule. La reconstruction et l'ajustement de la trace sont ainsi accomplis simultanément.

Estimation des paramètres de trace d'une couche de détection à l'autre

A partir des paramètres $(X_0, Y_0, Z_0, \theta, \phi, p)$ du germe, le filtre de Kalman estime les paramètres de la trace, désignés par le vecteur $P_0^A = (X_0^A, Y_0^A, Z_0^A, \theta^A, \phi^A, p^A)$

¹inverse de la matrice d'erreur

Chapitre 8. Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons

des paramètres ajustés. Ce vecteur ainsi que la matrice de covariance W_0 associée sont pris en compte lors du premier essai de propagation de la première couche à la couche suivante.

Se trouvant à la couche n , on extrapole les paramètres P_n^A et W_n du point ajusté x_n^A à la couche $n + 1$, par une hélice passant par la position estimée x_n^{Ae} sur la couche $n + 1$, en tenant compte de la diffusion multiple (voir paragraphe suivant). Le point mesuré x_{n+1}^m le plus proche de x_n^{Ae} est sélectionné. S'il n'y a pas d'impact à la couche $n + 1$, on extrapole à la couche $n + 2$; s'il n'y a toujours pas d'impact, la reconstruction s'arrête.

Le vecteur P_{n+1}^A est obtenu en résolvant un système d'équation linéaire qui contient l'information sur x_n^{Ae} et x_{n+1}^m .

Le χ^2 total de la trace (des points 1 à $n + 1$) est donné par le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \chi_{n+1}^2(P_{n+1}) = \chi_n^2(P_n^A) &+ (P_{n+1} - P_n^{Ae})^T W_n^e (P_{n+1} - P_n^{Ae}) \\ &+ (P_{n+1} - x_{n+1}^m)^T U (P_{n+1} - x_{n+1}^m) \end{aligned} \quad (8.1)$$

où :

- W_n^e est la matrice d'erreur estimée et U la matrice d'erreur de la mesure.
- Le premier terme de droite donne le χ^2 total de la trace ajustée jusqu'à la couche n .
- Le deuxième terme donne la contribution au χ^2 de la différence entre l'état de la trace à la couche $n+1$ (ce que l'on cherche) et l'état estimé de la trace jusqu'à la couche $n+1$, c'est-à-dire la contribution de l'erreur commise sur l'état de la trace quand on l'extrapole.
- Le troisième terme représente l'erreur de mesure.

La minimisation du χ^2 donne le système d'équations linéaires suivant :

$$(W_n^e + U)(P_{n+1} - P_n^{Ae}) = U(x_{n+1}^m - x_n^{Ae}) \quad (8.2)$$

La solution de ce système donne le meilleur état de la trace ajustée P_{n+1}^A . La mise à jour de la matrice d'erreur sur les paramètres est obtenue par : $W_{n+1} = W_n^e + U$. En substituant P_{n+1}^A à P_{n+1} dans l'équation 8.1, on obtient la nouvelle valeur du χ^2 global de la trace. On peut alors calculer la variation du χ^2 :

$$\delta\chi^2 = \chi_{n+1}^2(P_{n+1}^A) - \chi_n^2(P_n^A) \quad (8.3)$$

Si le $\delta\chi^2$ est plus petit qu'une valeur déterminée de tolérance, le point est ajouté à la trace; sinon il est rejeté et on passe à la couche suivante. Si un certain nombre de points sont rejetés successivement, la trace est considérée comme perdue.

Prise en compte de la diffusion multiple

La méthode du filtre de Kalman permet un ajustement optimal puisqu'elle tient compte non seulement de l'erreur de mesure commise sur chaque impact, mais aussi de la diffusion multiple qui engendre des déviations successives, de la particule traversant une couche, par rapport à la trajectoire qu'elle aurait en l'absence d'interaction avec la matière [48].

On peut distinguer trois phases dans l'introduction de la diffusion multiple par le filtre de Kalman :

- *Prédiction de la position (et de l'erreur qui lui est rattachée) du point de la trace en sortie de couche de matière :*

Connaissant la position x_{n-1} du dernier point de la trace, c'est-à-dire à l'entrée de la couche $n - 1$ précédente, on estime la position de la trace à l'abscisse x_n en entrée de la couche n . En supposant que la distance $\delta x_n = x_n - x_{n-1}$ soit assez courte, on assimile chaque segment élémentaire séparant deux diffusions à une branche de parabole. L'ordonnée y (dans le repère local) est donc donnée par $y = a.x + c.x^2$ où a et c sont justement les paramètres de la diffusion à ajuster à chaque itération.

Si y_{n-1}^v , a_{n-1}^v et c_{n-1}^v sont les vraies valeurs de ces paramètres à x_{n-1} avant diffusion, les vraies valeurs de ces mêmes paramètres après diffusion sont y_{n-1}^v , $a_{n-1}^v + \alpha_{n-1}$ et c_{n-1}^v , où α_{n-1} est une variable aléatoire gaussienne de valeur moyenne nulle et de variance $\delta\alpha_{n-1}^2$. Les meilleures valeurs estimées y_{n-1}^e , a_{n-1}^e , c_{n-1}^e de y_{n-1}^v , a_{n-1}^v , c_{n-1}^v dépendent des mesures $y_{n-1}^m \dots y_0^m$ et de V_{n-1} leur matrice de covariance. Ce sont aussi les meilleures valeurs estimées de y_{n-1}^v , $a_{n-1}^v + \alpha_{n-1}$ et c_{n-1}^v avec comme matrice de covariance V_{n-1}^* .

- *Calcul intermédiaire de la matrice de covariance :*

A partir des valeurs estimées, on réajuste les paramètres de la diffusion :

$$\begin{bmatrix} y_n' \\ a_n' \\ c_n' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \delta x_{n-1} & \delta x_{n-1}^2/2 \\ 0 & 1 & \delta x_{n-1} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_{n-1}^e \\ a_{n-1}^e \\ c_{n-1}^e \end{bmatrix} = D_{n-1} \begin{bmatrix} y_{n-1}^e \\ a_{n-1}^e \\ c_{n-1}^e \end{bmatrix}$$

et on calcule la nouvelle matrice de covariance :

$$V_n' = D_{n-1} \left(V_{n-1} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta\alpha_{n-1}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \right) D_{n-1}^t = D_{n-1} V_{n-1}^* D_{n-1}^t$$

Cette matrice est calculée à chaque entrée de couche pour estimer la position et l'erreur propagée le long de la couche.

Chapitre 8. Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons

- *Ajout de l'information apportée par la mesure y_n^m :*

La mesure y_n^m , combinée aux valeurs estimées y_n' , a_n' et c_n' dépendant des mesures $y_{n-1}^m \dots y_0^m$, permet d'obtenir les meilleures valeurs estimées de y_n^v , a_n^v et c_n^v ainsi que la matrice de covariance associée V_n . Cette matrice sera prise en compte en remplaçant la matrice W (section 8.1.2) par :

$$W_n^{diff} = (W_n^{-1} + V_n^{-1})^{-1} \quad (8.4)$$

La diffusion multiple est alors prise en compte dans l'ajustement de la trajectoire à la couche n et l'itération peut passer à la couche suivante.

Lissage de la trace

Au début de la propagation, les paramètres ajustés sont très libres car estimés à partir d'un ajustement sur peu de points : pour la première propagation, il n'y a que les trois points du germe. Le réajustement successif permet de contraindre de plus en plus les paramètres. La fin de la trace est donc connue beaucoup plus précisément que le début. C'est pourquoi, on réitère le filtre de Kalman en partant de la fin de la trace jusqu'au vertex principal [47]. On obtient par cette méthode une trace lissée.

Les données en sortie du filtre de Kalman sont épurées : les germes non propagés et les traces "fantômes" (doublets d'une autre trace) sont supprimés. Les germes propagés sont maintenant des traces reconstruites.

La reconstruction des traces est alors terminée et elles peuvent être comparées à celles reconstruites dans le sous-détecteur voisin [47]. Pour caractériser le processus physique, il reste alors à reconstruire les jets par des calculs de masse minimale en associant successivement les traces deux par deux. Le nombre et la direction des jets permet alors de statuer sur la nature de l'événement.

8.2 Le rayonnement de freinage

L'interaction des électrons avec la matière s'effectue de deux manières :

- par ionisation ou excitation des atomes rencontrés,
- par rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung*, qui est l'émission d'un photon.

Le rayonnement de freinage est un processus de radiation électromagnétique qui apparaît quand une particule chargée est décélérée sur une très courte distance quand elle passe dans le champ électrostatique² d'un atome.

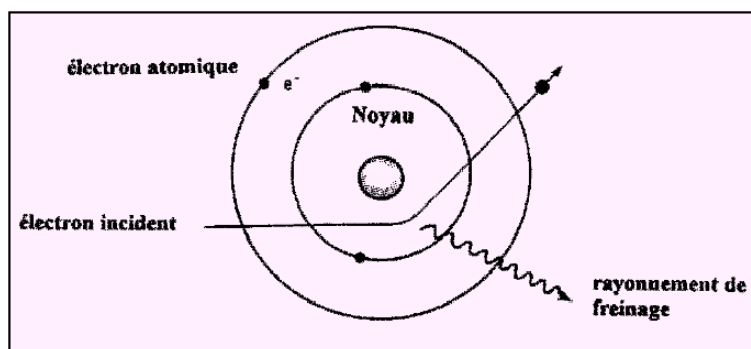


Figure 8.2: Schéma de rayonnement de freinage.

L'énergie émise par la particule accélérée est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente et inversement proportionnelle à sa masse. Le Bremsstrahlung joue un rôle important dans la perte d'énergie des particules légères, comme le montre la figure 8.3. Il devient prédominant pour les électrons au-delà de 7 MeV.

8.3 Reconstruction des électrons dans le trajectographe

Pour la reconstruction des traces des particules chargées, le processus pris en compte est habituellement la perte d'énergie par ionisation (section 8.1.2). Or les électrons qui traversent le trajectographe, émettent des photons par rayonnement de freinage. Le photon émis est invisible dans le trajectographe, ce qui ne permet pas à ce dernier de signaler la présence d'un vertex secondaire. Le photon et l'électron sont tous deux détectés dans le calorimètre électromagnétique. L'électron peut ainsi perdre une grande partie de son énergie et sa trajectoire va alors se courber davantage

²Pour un champ magnétique pur, on parle de rayonnement synchrotron.

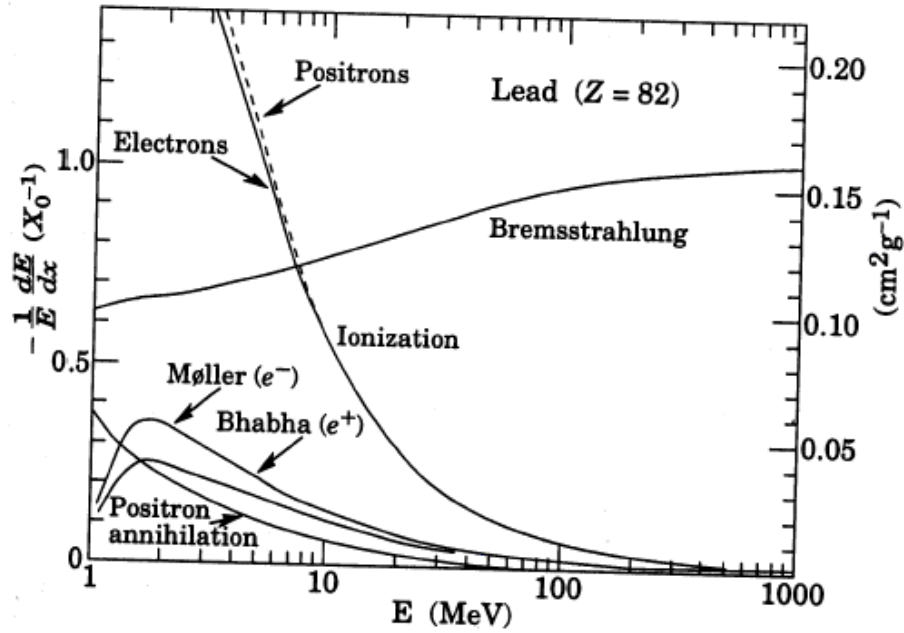


Figure 8.3: Perte d'énergie des électrons en fonction de l'énergie de l'électron et selon le mode d'interaction.

sous l'effet du champ magnétique de 4 T. Il peut alors devenir difficile de reconstruire la trajectoire de l'électron couche après couche. De plus, l'association entre l'électron et le photon, vu par le calorimètre, n'est pas évidente. Ceci peut entraîner une perte d'efficacité dans la reconstruction d'événements produisant des électrons.

Pour améliorer la reconstruction de la trace des électrons dans le trajectographe, nous avons essayé de prendre en compte une perte d'énergie de type rayonnement de freinage, ajoutée à la perte d'énergie par ionisation à chaque étape de la propagation dans le filtre de Kalman (section 8.1.2). Cela autorise une modification plus importante de l'inclinaison de l'axe de la propagation du filtre de Kalman et donc la prise en compte de nouveaux impacts qui sinon ne se trouveraient pas dans le cône de reconstruction (figure 8.4).

8.4 Calcul de la perte d'énergie

La fonction de distribution de l'énergie restante d'un électron après émission d'un photon est dérivée d'une formulation de Bethe-Heitler [49] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E_i}{\chi_0} \quad (8.5)$$

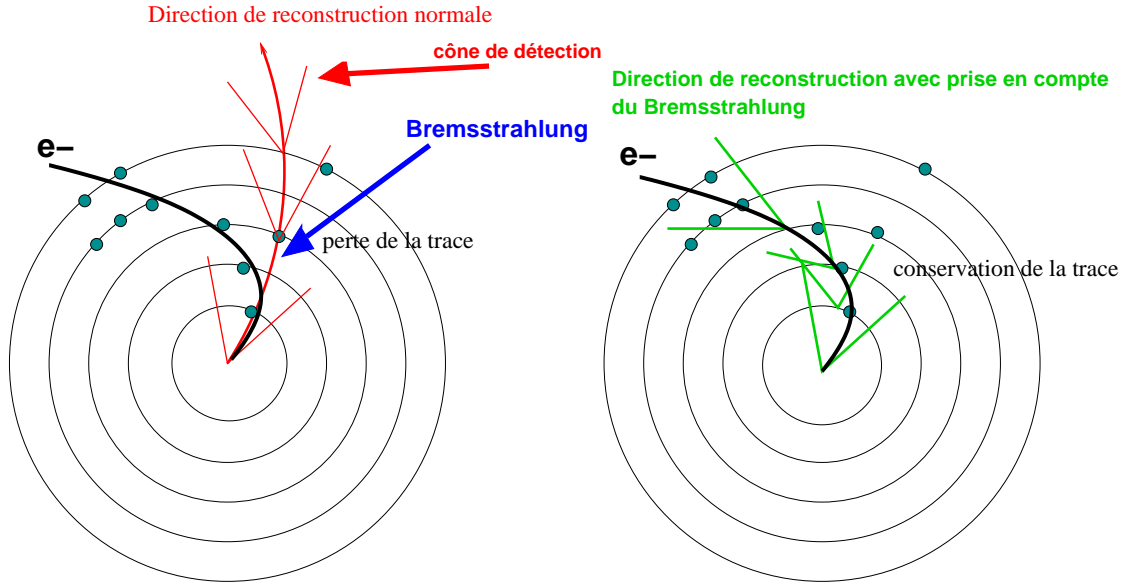


Figure 8.4: Effet de l'introduction de la perte d'énergie par rayonnement de freinage dans le filtre de Kalman.

où E_i est l'énergie incidente de l'électron et $\chi_0^{-1} = 4\alpha r_0^2 Z(Z-1)N \ln(183Z^{-1/3})$ l'inverse de la longueur de radiation (pour le silicium $\chi_0 = 9.331$ cm).

En considérant la variable $z(t) = \frac{E(t)}{E_i}$ (t étant le rapport $\frac{x}{\chi_0}$, $E(t)$ l'énergie de l'électron en sortie d'une couche d'épaisseur $x = t \times \chi_0$) comme une fonction Gamma, la fonction de distribution de la perte d'énergie devient :

$$f(z) = \frac{(-\ln z)^{(\frac{t}{\ln 2}-1)}}{\Gamma(\frac{t}{\ln 2})} \quad (8.6)$$

La figure 8.5 montre que la forme de cette distribution dépend fortement de la quantité de matière traversée. Elle est non gaussienne avec une variance qui peut être très grande, montrant la difficulté de ce type de correction en comparaison du cas de la perte d'énergie par ionisation.

L'équation 8.5 étant intégrée sur tout le domaine d'énergie de l'émission, l'énergie moyenne de la perte par rayonnement de freinage est donnée par la formule suivante :

$$E = E_i e^{-x/\chi_0}, \quad (8.7)$$

et la variance sur cette valeur, nécessaire pour l'estimation des erreurs de propagation, peut être exprimée par :

$$var(z) = e^{-t \ln 3 / \ln 2} - e^{-2t} \quad (8.8)$$

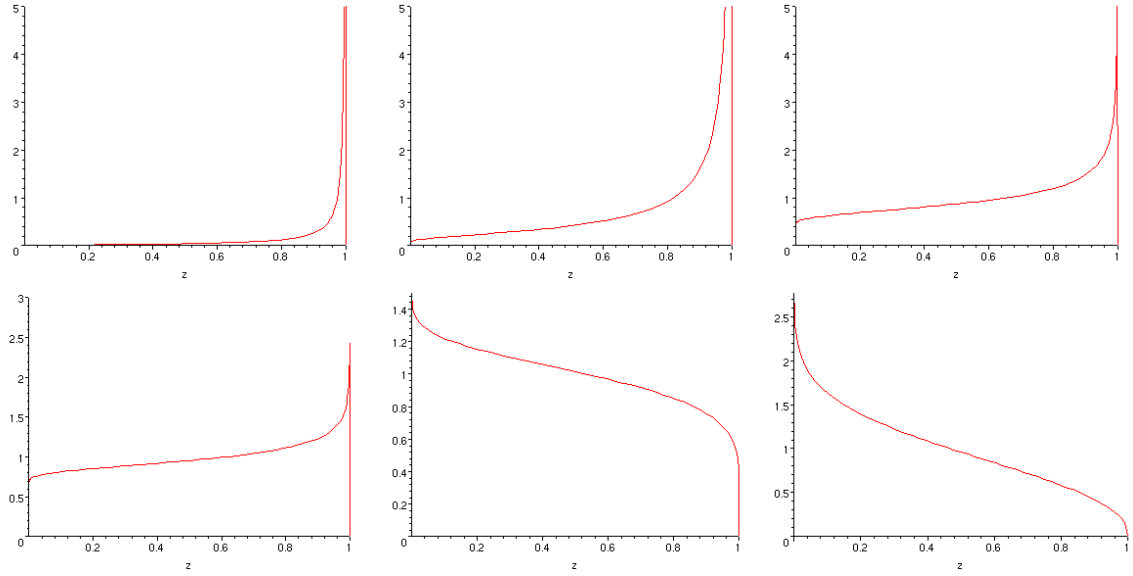


Figure 8.5: Evolution de la fonction de distribution de perte d'énergie en fonction de z pour $t = 0.02, 0.2, 0.5, 0.6, 0.8, 1$.

8.5 Efficacité de reconstruction des traces

L'étude de la reconstruction des électrons a été effectuée avec un lot de 500 électrons généré par CMSIM [50]. Les électrons ont été simulés pour $\eta = 1.4$, zone du trajectographe où il y a le plus de matière, et avec une impulsion de 21.5 GeV, correspondant à une impulsion transverse de 10 GeV.

Nous avons tout d'abord vérifié la présence ou non d'amas d'énergie dans le calorimètre, qui indiquerait la présence de photon émis par les électrons générés. La figure 8.6 montre qu'une centaine d'électrons a produit deux amas dans le calorimètre, compatibles avec l'émission d'un photon par rayonnement de freinage.

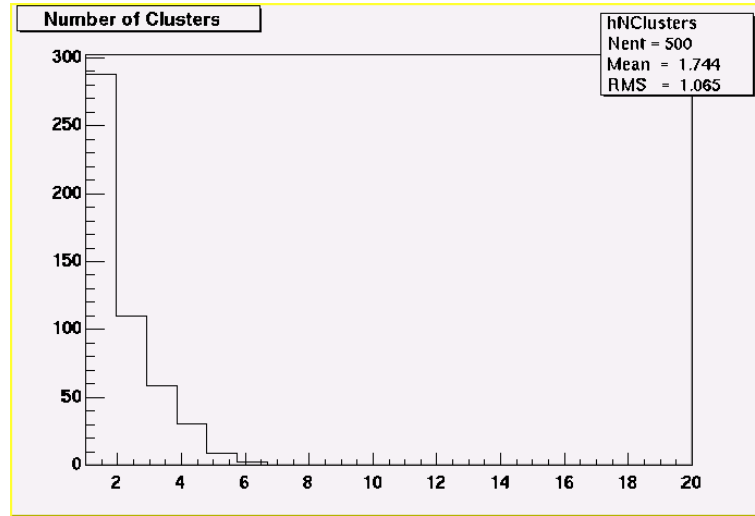


Figure 8.6: Distribution du nombre d'amas produits dans le calorimètre par les électrons.

8.5.1 Reconstruction sans information du calorimètre

L'efficacité de reconstruction des électrons a été évaluée avec trois types de correction de la perte d'énergie :

- perte par ionisation seule,
- perte par ionisation et perte par rayonnement de freinage,
- perte par ionisation uniquement avec la variance calculée pour le Bremsstrahlung. Cette correction permet d'évaluer l'influence de l'ouverture du cône de reconstruction sans la correction de valeur moyenne du rayonnement de freinage.

Pour chaque couche de détection traversée ($x/\chi_0 \simeq 0.02$), la perte par ionisation a une valeur moyenne d'énergie de 2 MeV par couche avec une variance de 0.1 MeV, soit pour l'impulsion une variance de 10^{-8} GeV. La perte moyenne par Bremsstrahlung est de l'ordre de 0.1 à 0.5 GeV, avec une variance de 3×10^{-5} GeV pour l'impulsion.

Perte par ionisation

La figure 8.7 présente les distributions en impulsion des électrons reconstruits pour une perte par ionisation obtenues avec deux filtres : l'un sélectionne les traces qui ont au moins 5 impacts, l'autre élimine les traces ayant moins de 8 impacts.

La distribution en impulsion, des électrons reconstruits avec au moins 5 impacts pour une perte par ionisation, a un maximum de probabilité de 21.5 GeV,

Chapitre 8. Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons

correspondant à l'impulsion simulée, avec un r.m.s. de 4.3 GeV. L'efficacité de reconstruction est de 86.8%. Les 13.2% d'inefficacité, étrangers au programme de reconstruction, sont dus à des germes non générés et à des traces mal simulées. Par la suite, on considèrera donc que l'efficacité de la reconstruction est de 100% pour le filtre à plus de 5 impacts (tableau 8.1).

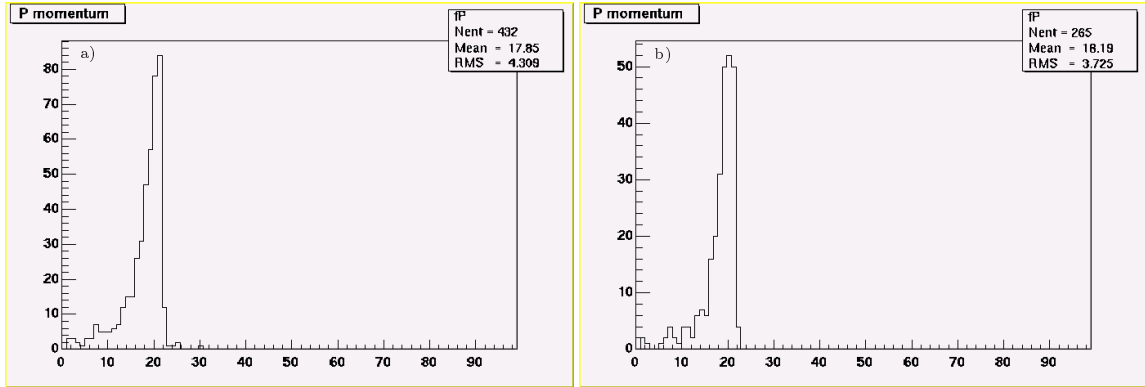


Figure 8.7: Distribution en impulsion des électrons reconstruits pour une perte par ionisation avec : a) au moins 5 points, b) au moins 8 impacts.

Efficacité (%)	Ionisation	Bremsstrahlung	Variance
≥ 5 impacts	100		
≥ 8 impacts	60	86	83.4

Tableau 8.1: Tableau récapitulatif des efficacités.

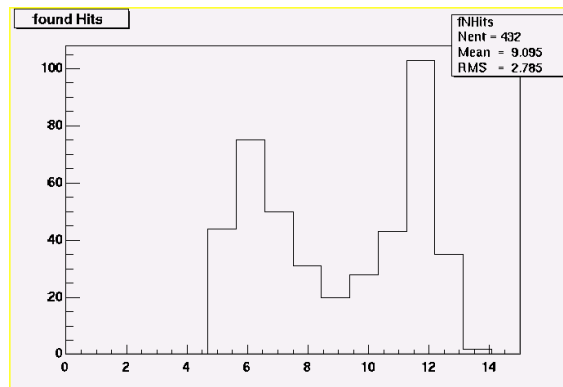


Figure 8.8: Distribution du nombre d'impacts des traces reconstruites avec au moins 5 points.

Chapitre 8. *Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons*

Toujours dans le cas où seul la perte d'énergie par ionisation est corrigée, le filtre à 8 impacts induit une perte d'efficacité de 40% (tableau 8.1). La distribution du nombre d'impacts des traces reconstruites avec au moins 5 impacts (figure 8.8) montre que 40% des traces ont de 5 à 7 impacts, celles-là même qui sont éliminées par le filtre à 8 impacts. Avec ce filtre qui sélectionne les traces reconstruites plus longues, l'effet plus important du Bremsstrahlung se traduit par une reconstruction avec un maximum de probabilité de 20 GeV inférieur à la valeur simulée.

Pour les deux filtres, la trainée de la distribution à faibles impulsions correspond probablement aux électrons ayant subis du Bremsstrahlung mou. Leur impulsion est alors sous-estimée par l'absence de correction de cette perte d'énergie.

Prise en compte du rayonnement de freinage

La figure 8.9 montre les distributions en impulsion avec un filtre à 8 impacts pour les corrections avec le calcul de la perte moyenne par Bremsstrahlung, et avec la variance du Bremsstrahlung uniquement.

La prise en compte d'une perte d'énergie moyenne par rayonnement de freinage dégrade la reconstruction. La distribution est centrée autour de 25 GeV (figure 8.9.a), soit une surestimation systématique d'environ 3.5 GeV, car la perte d'énergie moyenne (intégrée sur tout le spectre de Bremsstrahlung) prend en compte les émissions très énergétiques et très rares. La distribution est plus symétrique, mais le r.m.s. est égal à 7.4, soit le double de la valeur sans correction.

L'association de la variance obtenue pour le Bremsstrahlung à la perte par ionisation conduit à la bonne valeur moyenne de l'impulsion des électrons reconstruits (figure 8.9.b). La distribution est symétrique avec un r.m.s. convenable.

Pour les deux corrections, l'augmentation du cône de reconstruction par la variance permet de prendre en compte plus d'impacts et de mieux estimer le changement de courbure, ce qui rend symétrique la distribution.

Les efficacités associées à chaque correction sont résumées dans le tableau 8.1. Il apparaît que la prise en compte uniquement de la variance du Bremsstrahlung conduit à une efficacité de reconstruction proche de celle obtenue en incluant aussi une perte moyenne par rayonnement de freinage. Cette efficacité, pour des traces avec au moins 8 impacts, est de 84% à 86%, soit 25% d'amélioration par rapport à la reconstruction ne prenant en compte que la perte d'énergie par ionisation.

Conclusion

Sans apporter de correction de la perte d'énergie par rayonnement de freinage, la reconstruction avec au moins 5 impacts est pleinement efficace. Le filtre de Kalman assure de lui-même une correction qui est suffisante pour pouvoir reconstruire les électrons qui n'ont pas subi de Bremsstrahlung dur. La résolution en impulsion demeure bonne même si 40% des traces n'ont que 5 à 7 impacts. L'élimination des traces de moins de 8 impacts fait chuter l'efficacité d'autant.

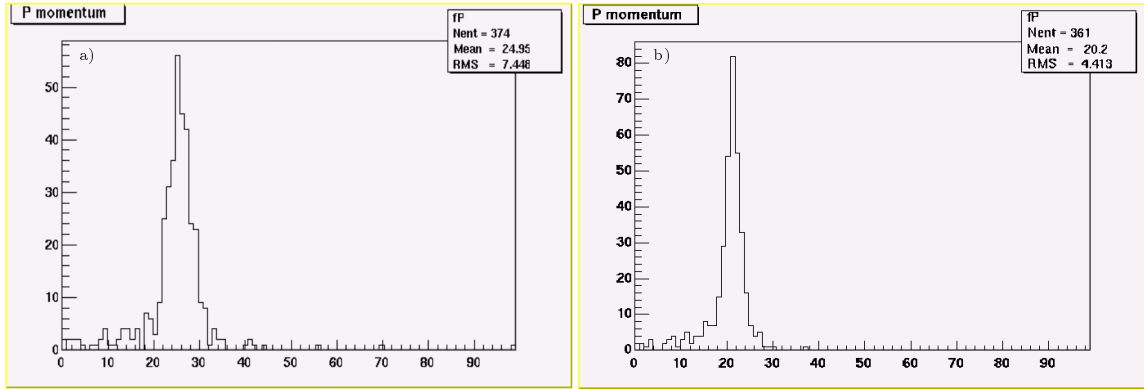


Figure 8.9: *Distributions en impulsion des électrons reconstruits avec : a) correction moyenne du Bremsstrahlung, b) perte par ionisation avec variance du Bremsstrahlung.*

L'introduction d'une correction moyenne permet de regagner 25% d'efficacité, mais dégrade la résolution en impulsion car la valeur moyenne de la perte d'énergie surestime la correction dans la plupart des cas. Un simple élargissement du cône de reconstruction permet aussi de regagner 25% d'efficacité avec une meilleure résolution. Pour être optimisée, la prise en compte de l'effet de Bremsstrahlung devrait donc être ajustée de façon précise sur les données en utilisant les paramètres de correction moyenne et d'élargissement du cône. Il est à remarquer que, même avec une correction du Bremsstrahlung, 14% des traces ne sont toujours pas reconstruites.

Si l'on peut accepter un filtre avec au moins 5 impacts, il n'est pas évident que même une prise en compte optimisée du rayonnement de freinage soit nécessaire.

Quantité de matière

La figure 8.10 représente les derniers points des traces reconstruites, avec au moins 5 impacts, sur les couches du trajectographe. Contrairement à la région $\eta = 0$ où les impacts sont sur la dernière couche du trajectographe, à $\eta = 1.4$, environ 40% des traces s'arrêtent entre la cinquième et la septième couche (figure 8.8), ce qui correspond à l'interface baril-bouchons dans le trajectographe (figure 8.11). Dans cette région, la quantité de matière est plus importante à cause du passage des câbles du baril. L'effet de Bremsstrahlung, qui est donc important localement, est mal pris en compte dans le programme actuel de reconstruction, qui répartit la quantité de matière dans les différentes couches de détection. Cet effet peut expliquer l'efficacité limitée des corrections de rayonnement de freinage que nous avons effectuées.

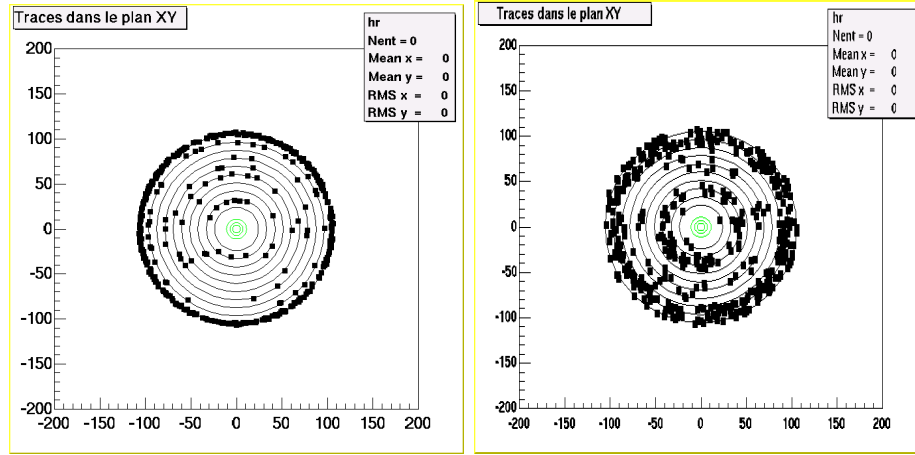


Figure 8.10: Derniers points des traces reconstruites pour $\eta = 0$ et $\eta = 1.4$.

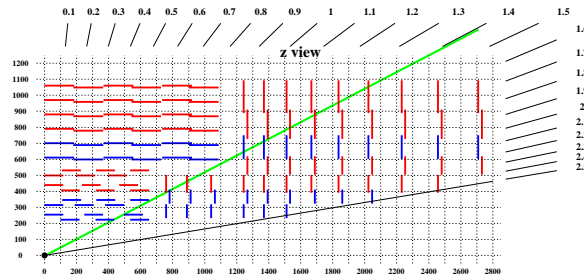


Figure 8.11: Géométrie du trajectographe en fonction de η .

8.5.2 Association trajectographe-calorimètre

La majorité des traces perdues le sont à l'interface baril-bouchons. Nous avons donc cherché à les associer à un amas d'énergie de Bremsstrahlung dans le calorimètre dans une direction tangente à la trajectoire de l'électron reconstruit, situation attendue pour l'émission d'un Bremsstrahlung dur. La figure 8.12.a montre la distribution en impulsion des traces reconstruites avec 5 à 7 impacts associées à un amas. La somme de cette distribution et de la distribution des traces avec au moins 8 points est représentée sur la figure 8.12.b. Elle est comparable à celle obtenue sans correction du Bremsstrahlung avec un filtre de 5 impacts. Cette simple association, effectuée entre le trajectographe et le calorimètre, a permis de recouvrer la pleine efficacité. La taille moyenne des amas d'énergie des traces associées est d'environ 2.4. Nous pouvons donc conclure que les traces reconstruites avec 5 à 7 impacts correspondent bien à des traces subissant un Bremsstrahlung dur identifiable dans le calorimètre.

Chapitre 8. Le Bremsstrahlung et la reconstruction des traces des électrons

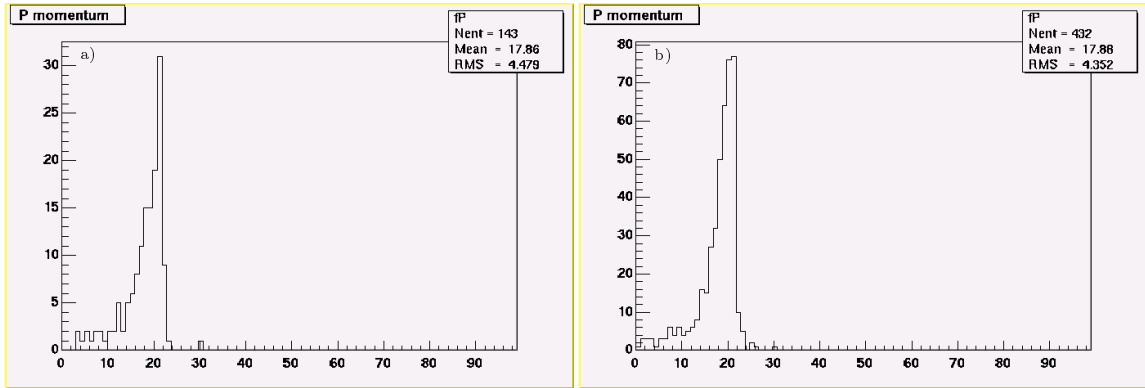


Figure 8.12: a) Distribution en impulsion des traces reconstruites avec 5 à 7 impacts associées à un amas du calorimètre. b) Somme de la distribution a) et des traces reconstruites avec au moins 8 impacts.

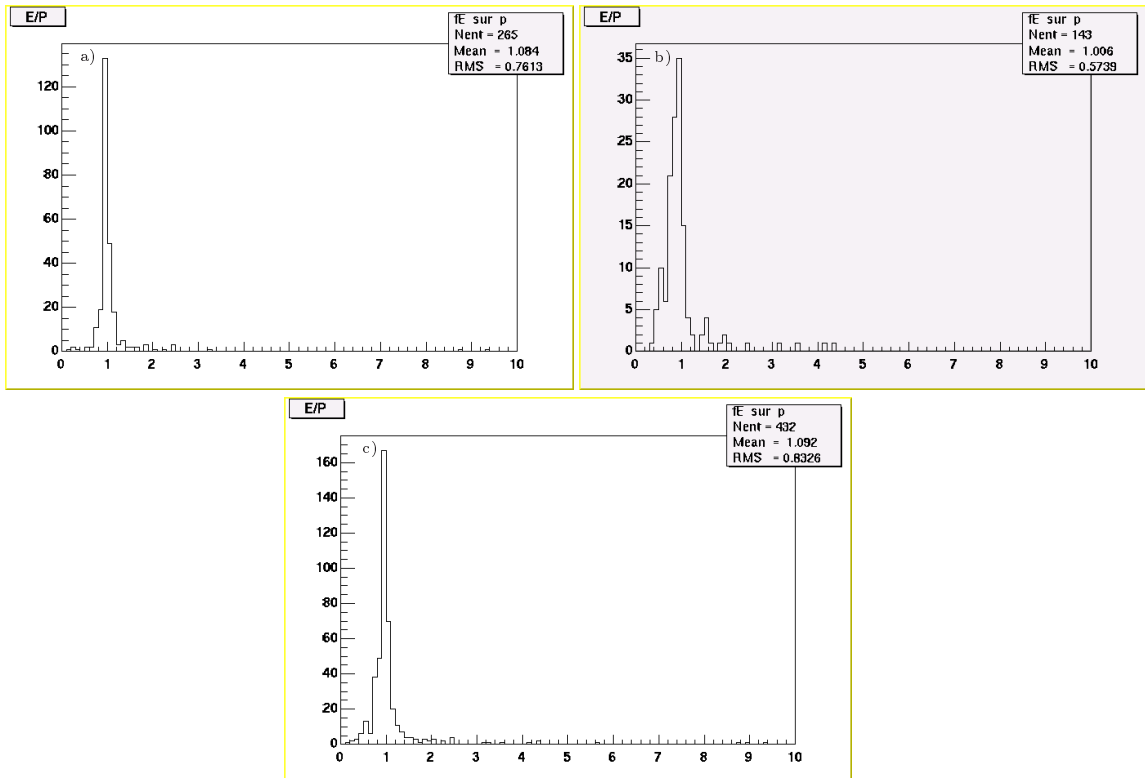


Figure 8.13: Distributions E/p : a) sans correction ni association avec au moins 8 impacts, b) traces avec 5 à 7 impacts associées à un amas du calorimètre, c) traces avec au moins 8 impacts + traces associées à un amas.

8.5.3 Rapport $\frac{E}{p}$

Les résultats présentés ne concernaient jusqu'à présent que la reconstruction des traces sans identification des particules. L'identification des électrons se fait en combinant les informations du calorimètre électromagnétique et du trajectomètre. Si l'identification est correcte, le rapport $\frac{E_{amas}}{p_{reconstruit}}$ doit être égal à 1.

Les distributions du rapport E/p pour les traces reconstruites avec un filtre de 8 impacts, avec 5 à 7 impacts associées à un amas du calorimètre, et pour la somme de ces deux cas sont représentées sur la figure 8.13. Ces distributions sont centrées en 1 avec un r.m.s. le meilleur pour le cas à 5 à 7 impacts, indiquant que le début de la trace semble fournir la meilleur estimation de l'impulsion.

8.6 Conclusion

L'étude de la reconstruction des électrons dans le trajectographe de CMS a montré que leur trajectoire est difficile à reconstruire du fait de la perte d'énergie par rayonnement de freinage.

A l'instar de la perte d'énergie par ionisation, nous avons essayé d'introduire un calcul de la perte d'énergie moyenne due à ce rayonnement, sans prendre en compte l'information donnée par le calorimètre électromagnétique.

Cette étude montre que, pour effectuer une correction convenable, le nombre de longueur de radiation devra être précisément représenté en fonction de la position dans le détecteur, et que les valeurs de la moyenne et de la variance de la perte d'énergie par Bremsstrahlung devront être ajustées sur la précision et l'efficacité de reconstruction.

Il a aussi été montré que cette correction n'apparaît pas nécessairement justifiée, si l'on accepte des traces reconstruites avec un plus faible nombre d'impacts en utilisant la corrélation avec les amas du calorimètre.

La poursuite de l'étude de la reconstruction des électrons, qu'elle essaie ou non d'introduire une correction du rayonnement de freinage, devra aussi introduire l'empilement des événements et le bruit dû à l'électronique de lecture pour évaluer le nombre de traces fantômes reconstruites en fonction de l'efficacité et la qualité de reconstruction atteinte.

Chapitre 9

Conclusion

En 2006, le collisionneur LHC sera mis en service pour pouvoir étudier un large programme de physique. Le détecteur CMS, qui sera en fonction auprès du LHC, devait utiliser dans sa première version des détecteurs gazeux à micropistes (MSGC) pour équiper les couches externes de détection du trajectographe interne.

Nous avons participé à la mise au point de ces détecteurs en proposant et testant une variante : les chambres à faible interpiste SGC (Small Gap Chamber). Les nombreux tests de fiabilité de ces détecteurs ont fait l'objet de ce travail axé sur deux points : la résistance aux radiations et la stabilité à long terme.

La capacité des chambres à supporter un environnement de HIP du type LHC a été testée au Paul Scherrer Institut près de Zurich sous un faisceau de pions de 350 MeV de $6 \text{ kHz} \cdot \text{mm}^{-2}$. La mesure du taux de décharges enregistré dans les détecteurs et du nombre de pistes coupées conséquentes, a permis de montrer, dans un premier temps, que les SGC de petite taille ($5 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm}$) pouvaient fonctionner à une efficacité de 98% à un rapport S/N de 20 environ. L'extrapolation du nombre de coupures à 500 jours de fonctionnement au LHC montre une perte de mois de 8% et aboutit à une marge de fonctionnement de ces détecteurs de 1.25.

Le passage à des SGC de grande taille ($14 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$) a eu pour effet d'augmenter le bruit des pistes et donc de diminuer la marge de fonctionnement. Nous avons donc inséré un étage de préamplification : le GEM (Gas Electron Multiplier), qui a permis de diminuer la tension de fonctionnement des détecteurs sans perte de gain, et ainsi de baisser le taux de décharges d'un facteur 1000.

Cependant à la place des coupures de pistes observées avec les SGC de petite taille, des courts-circuits entre anode et cathode sont apparus lors de l'exposition des SGC de grande taille au faisceau du PSI. Cet effet, dû à l'augmentation de la capacité des pistes, n'a pas remis en cause l'amélioration apportée par le GEM. L'extrapolation des résultats a montré que les détecteurs perdent moins de 5% de pistes en 500 jours LHC à un rapport S/N de 30, soit une marge de 1.5.

Une meilleure utilisation du GEM pourrait même permettre aux SGC+GEM d'atteindre une marge deux fois plus élevée. Enfin, on peut imaginer qu'une augmentation du pas des pistes pourrait permettre d'éliminer l'apparition de courts-

circuits.

Les résultats des tests de vieillissement en laboratoire, avec des rayons X, indiquent que les SGC simples ou munies d'un GEM perdent au maximum environ 25% de gain après une charge intégrée de 5 mC/cm, correspondant à la charge cumulée pendant 5 ans de fonctionnement au LHC à haute intensité. Nous avons pu observé une stabilisation de ce vieillissement au bout de 3 mC/cm de charge intégrée, qui autorise la compensation du vieillissement par une augmentation progressive des tensions de cathode de la chambre.

Malgré les bons résultats obtenus avec la centaine de détecteurs exposés au PSI, la collaboration CMS a décidé en décembre 1999 de remplacer les MSGC par des détecteurs Silicium à pistes dans le trajectographe interne de CMS [51]. Le choix a été dicté par :

- une mise en oeuvre plus simple des détecteurs Silicium,
- des performances conformes aux contraintes expérimentales, en particulier grâce :
 - à une maîtrise de l'effet d'augmentation de la capacité des pistes pour des détecteurs de grande taille et une compensation par l'augmentation de l'épaisseur du Silicium,
 - à un bon fonctionnement avec un pas de 200 μm ,
 - au développement d'une électronique moins bruyante avec la technologie 0.25 μm d'IBM.
- un prix de fabrication en baisse.

L'étude de la reconstruction des électrons dans le trajectographe de CMS à montrer que l'introduction d'une correction de perte d'énergie moyenne par rayonnement de freinage ne permet pas d'améliorer significativement la reconstruction. Une meilleure correction devrait être plus adaptée à des effets locaux dans le détecteur et devrait prendre en compte l'information provenant du calorimètre électromagnétique.

Bibliographie

- [1] D. Boussard et al., *The Large Hadron Collider conceptual design*, CERN/AC 95-05 (1995)
- [2] U. Amaldi, W. de Boer and H. Fürstenau, Phys. Lett. 260B (1991) 447
- [3] The CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38 (1994)
- [4] The CMS Collaboration, *CMS HCAL Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31 (1997)
- [5] The CMS Collaboration, *CMS ECAL Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33 (1997)
- [6] The CMS Collaboration, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6 (1998)
- [7] The CMS Collaboration, *Addendum to the CMS Tracker TDR*, CERN/LHCC 2000-016 (2000)
- [8] A. Oed, NIM A263 (1988) 351-359
- [9] R. Bouclier et al., CERN-PPE/92-53 (1992)
- [10] I. Duerdoth et al., NIM A348 (1994) 356
- [11] F. Sauli, NIM A346 (1994) 95
- [12] J.-F. Clergeau et al., NIM A355 (1995) 359-365
- [13] F. Angelini et al., NIM A368 (1996) 345-352
- [14] J.-F. Clergeau, *Etude d'un détecteur gazeux à micropistes pour l'expérience Compact Muon Solenoid*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, LYCEN-T9725
- [15] L.L. Jones, Premux specification, RD20 internal document
- [16] J.-F. Clergeau et al., NIM A392 (1997) 140-144
- [17] F. Angelini et al., NIM A335 (1993) 69-77

- [18] V. Chorowicz et al., NIM A401 (1997) 238-242
- [19] V. Chorowicz et al., 8th Vienna Conference, NIM A419 (1998) 464-468
- [20] The CMS Collaboration, *The Tracker Project*, CERN/LHCC 98-6 (1998)
- [21] T. Hott, NIM A408 (1998) 258-265
- [22] M. Huhtinen, *Factors to scale highly ionizing particle rates in MSGC irradiation tests to the LHC radiation environment*, CMS NOTE 1997/073
- [23] M. D. M. de Fez-Laso et al., CMS TN 1996/051
- [24] G. Sciacca, CMS NOTE 1999/023
- [25] F. Sauli, CERN 77-09 (1977)
- [26] Y. Giomataris et al., NIM A376 (1996) 29
- [27] F. Bartol et al., J. Phys. III France 6 (1996) 337
- [28] F. Sauli, NIM A386 (1997) 531-534
- [29] R. Bellazzini et al., NIM A419 (1998) 429-437
- [30] F. D. van der Berg, *Gas-filled micro-patterned radiation detectors*, Delft University Press, (1999)
- [31] F. Sauli et al., CERN PPE/96-177
- [32] F. Sauli et al., NIM A425 (1999) 262-276
- [33] F. Angelini et al., NIM A362 (1995) 273
- [34] A. Sharma et al., NIM A346 (1994) 114
- [35] L. Shekhtman et al., CMS TN 95-045 (1995)
- [36] M. Capeáns et al., CERN/DRDC/92-30 (1992)
- [37] R. Bouclier et al., International Workshop on Micro-Gas Chamber, Lyon, France (1995) 273
- [38] R. Bouclier et al., NIM A381 (1996) 289-319
- [39] F. Angelini et al., International Workshop on Micro-Gas Chamber, Lyon, France (1995) 297
- [40] F. D. van der Berg et al., International Workshop on Micro-Gas Chamber, Lyon, France (1995) 285

- [41] R. Bellazzini et al., NIM A457 (2001) 22-42
- [42] M. Ageron et al., NIM A471 (2001) 380-391
- [43] The COMPASS Proposal, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, mars 1996.
- [44] Y. Giomataris et al., NIM A376 (1996) 29
- [45] D. Thers et al., NIM A469 (2001) 133-146
- [46] G. Bagliesi et al., CMS IN 1999/001
- [47] P. Billoir et S. Qian, NIM A294 (1990) 219-228
- [48] P. Billoir, NIM A225 (1984) 352-366
- [49] H. W. Koch, J. W. Motz, Rev. of Mod. Phys., vol. 31 num. 4 (1959) 920-955
- [50] <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>
- [51] The CMS Collaboration, *Addendum to the CMS Tracker TDR*, CERN/LHCC 2000-016 (2000)